www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

8e JAARGANG No. 4, blz. 97-128 APRIL 1946

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

EEN NIEUWE METHODE VAN GERUISCH-BESTRIJDING BIJ HET AFSPELEN VAN GELUIDSFILM

door W. K. WESTMIJZE.

534.862.4

De weergave van geluid, geregistreerd op geluidsband, geschiedt gewoonlijk met behulp van een smalle lichtstreep, die op de film geworpen wordt, loodrecht op de richting, waarin het geluidsspoor voortbewogen wordt. De wisselingen van de doorgelaten lichtstroom worden in geluid omgezet. Bij deze methode ontstaat een geruisch, dat veroorzaakt wordt, doordat een gedeelte van het doorgelaten licht onderschept wordt door stofjes, krasjes enz., die op het geluidsspoor aanwezig zijn, vooral als de band reeds verscheidene malen is gebruikt. In dit artikel wordt een methode aangegeven om dit geruisch te bestrijden, in het geval, dat het geluid als zg. amplitudeschrift is geregistreerd. Daarbij wordt de lichtstreep vervangen door een reeks aequidistante lichtvlekjes, die zich met groote snelheid loodrecht op het geluidsspoor bewegen. Behalve de theoretische grondslagen der methode, wordt ook een practische uitvoeringsvorm besproken.

De gebruikelijke weergave-methode

De weergave van geluid, dat geregistreerd is op geluidsband, geschiedt gewoonlijk als volgt. Loodrecht op de voortbewegingsrichting van de film wordt een smalle „lichtstreep" geworpen. Wanneer wij ons beperken tot het geval, waarin het geluid als zg. amplitudeschrift is geregistreerd, zooals bijv. bij de Philips-Miller-film [1]), dan wordt door de film een hoeveelheid licht doorgelaten, die afhankelijk is van de breedte van het geluidsspoor (en natuurlijk van de streep). De doorgelaten lichtstroom wordt door een fotocel opgevangen en hierin ontstaat een electrische stroom, die opgevat kan worden als een gelijkstroom, waarop een wisselstroom is gesuperponeerd. De grootte van deze gelijkstroom hangt samen met de breedte van het zg. nulspoor, dwz. het spoor, dat getrokken wordt als er geen geluidstrillingen geregistreerd worden. Het nulspoor is onvermijdelijk, omdat anders geen modulatie mogelijk zou zijn. Zooals gemakkelijk is in te zien, moet zijn breedte minstens gelijk zijn aan één resp. twee maal de maximale modulatie-amplitude, al naar gelang de modulatie aan één of aan beide zijden van het spoor plaats vindt.

De wisselstroom hangt samen met de modulatie van het spoor en dus met de geregistreerde geluidstrillingen en wel zou het verloop van deze stroom een nauwkeurige copie van de geluidstrillingen zijn, als de lichtstreep oneindig smal was. In werkelijkheid heeft de streep een eindige breedte Δ, doch ook in dat geval is het verband tusschen de geregistreerde geluidstrillingen en de daarmee correspondeerende trillingen van de lichtstroom gemakkelijk aan te geven. We denken ons daartoe het geluidsspoor gemoduleerd door één harmonische trilling. In *fig. 1* is een dergelijke trilling weergegeven. Wanneer deze trilling correspondeert met een toon van ν trillingen/sec en wanneer de snelheid, waarmee de

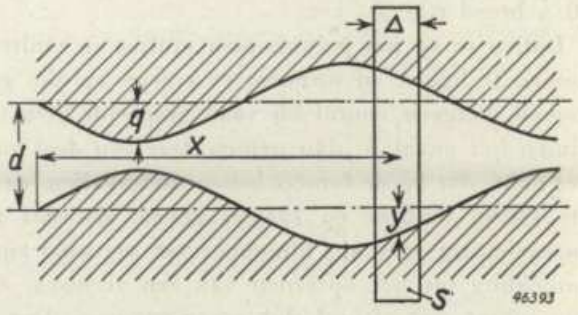

Fig. 1. Schema van de gebruikelijke methode van aftasten. Met behulp van een optisch systeem wordt een smalle lichtstreep S op een vlak geworpen. De film met het gemoduleerde geluidsspoor wordt langs deze streep S bewogen. De variaties van de doorgelaten lichtstroom worden door een fotocel geregistreerd. In de figuur is het spoor aan beide zijden door één zuiver sinusvormige trilling gemoduleerd. d breedte van het ongemoduleerde spoor, q amplitude van de trilling, waarmede het spoor gemoduleerd is, y diepte van de modulatie op de plaats met abscis x, Δ breedte van de spleet.

[1]) Zie voor een beschrijving van het Philips-Miller-systeem: Philips techn. T. 1, 107, 135, 211, 230, 1936.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

film wordt voortbewogen, v cm/sec bedraagt, dan zijn er ν/v trillingen per cm film en de trilling kan worden voorgesteld door de vergelijking $y = q \cos 2\pi \nu/v \cdot x$, als y de diepte van de modulatie en x de lengte van de gepasseerde filmstrook voorstelt, gemeten vanaf een willekeurig nulpunt. De doorgelaten lichthoeveelheid is dan evenredig met

$$\Delta \cdot d + 2 \int_{x-\frac{1}{2}\Delta}^{x+\frac{1}{2}\Delta} q \cos\left(2\pi \frac{\nu}{v} \xi\right) \mathrm{d}\xi = \Delta \cdot d + \Delta q \cdot \frac{\sin \pi \frac{\nu}{v} \Delta}{\pi \frac{\nu}{v} \Delta} \cos 2\pi \frac{\nu}{v} x .$$

Daarbij stelt d de breedte van het nulspoor voor. Uit het resultaat blijkt dadelijk de aanwezigheid van een gelijkstroom- en een wisselstroomcomponent, terwijl ook duidelijk is, dat de amplitude van de wisselstroomcomponent met een factor vermenigvuldigd is, die van de frequentie ν afhangt. Deze factor

$$\frac{\sin \pi \frac{\nu}{v} \Delta}{\pi \frac{\nu}{v} \Delta}$$

is 1, als $\nu = 0$, en neemt daarna af. Opdat de hoogste weer te geven frequenties niet meer dan ca 3,5 db ten opzichte van de laagste worden verzwakt (een dergelijke verzwakking is nog toelaatbaar), is noodig, dat

$$\pi \cdot \frac{\nu_{max}}{v} \cdot \Delta < 1{,}5 .$$

Met $\nu_{max} = 8000$ en $v = 32$ cm/sec, leidt dit tot $\Delta < 0{,}002$ cm. De lichtstreep mag dus hoogstens 20 μ breed zijn [2]).

Indien er op het geluidsspoor stofjes en vuiltjes komen te liggen, of wanneer er krasjes op zijn gekomen, hetgeen vooral bij vaak gespeelde geluidsfilmen het geval is, dan nemen deze een deel van het licht, dat op de fotocel behoorde te vallen, weg. De kleine vuiltjes en krasjes geven, doordat ze onregelmatig over het filmoppervlak verdeeld zijn, aanleiding tot het optreden van een geruisch. Zij zijn echter niet afzonderlijk waarneembaar. Dat is wel het geval met grootere verontreinigingen (> 80 μ), deze veroorzaken een hinderlijk tikkend of pruttelend geluid. Het zou een aanzienlijke verbetering van de weergave beteekenen, indien dit geruisch zou kunnen worden vermeden.

[2]) Vgl. ook J. F. Schouten, Synthetisch geluid, Philips techn. T. 4, 176, 1939.

Nu is reeds geruime tijd een systeem in gebruik, dat het geruisch vermindert. Daarbij gaat men uit van de volgende gedachte: het geruisch is het meest hinderlijk gedurende de stille passages, dwz. daar, waar de modulatiediepte gering is. Door een geschikte schakeling zorgt men er nu bij het registreeren van geluid voor, dat het nulspoor gedurende deze passages smaller wordt. Hierdoor wordt het oppervlak, waarop de hinderlijke vuiltjes of krasjes kunnen ontstaan, kleiner en daardoor vermindert ook het geruisch. Gedurende de luidere passages wordt het nulspoor weer breeder, en dus ook het geruisch sterker, maar dit is hier minder hinderlijk, omdat het grootendeels wordt overstemd door de muziek of de spraak.

Bij deze methode wordt het geruisch dus niet opgeheven, doch alleen verminderd gedurende de stille passages.

Principe van het hoogfrequente aftasten

Wij hebben gezien, dat bij de zoojuist beschreven methode van aftasten, het geruisch veroorzaakt wordt door verontreinigingen op het doorzichtige gedeelte van de filmstrook tusschen de beide randen van het geluidsspoor. Dit verschijnsel treedt derhalve ook op in het geval, dat de randen van het spoor, die eigenlijk het geluid representeeren, ideaal zijn. Bij de thans te bespreken hoogfrequente aftastmethode geschiedt de aftasting zoodanig, dat alleen van de randen van het spoor wordt gebruik gemaakt; de invloed van het gedeelte tusschen de randen wordt geëlimineerd en daardoor dus ook het geruisch, voor zoover dit door vuiltjes op het heldere gedeelte van de strook wordt veroorzaakt. Het geruisch, dat het gevolg is van onvolkomenheden in de randen van het geluidsspoor en waarop wij nog terugkomen, blijft natuurlijk bestaan, evenals bij de hiervóór besproken methode van aanpassing van het nulspoor.

De aftasting geschiedt nu niet met behulp van een smalle streep, doch met behulp van een reeks lichtpuntjes, die zich met zeer groote snelheid en op gelijke afstanden achter elkaar loodrecht over de filmstrook bewegen. Doordat ook het geluidsspoor beweegt, verplaatsen de lichtvlekjes zich in werkelijkheid in schuine richting over de film. Ook nu wordt het doorgelaten licht weer opgevangen op een fotoelectrische cel en deze geeft een stroomimpuls gedurende de tijd, dat het lichtpuntje zich tusschen de randen van het spoor bevindt. Het beeld van deze impuls is bij benadering rechthoekig. De intensiteit van de impuls wordt bepaald door de intensiteit van de gebruikte lichtbundel. De duur van de impuls hangt samen met de breedte van het spoor,

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

op de plaats waar het lichtvlekje er over gaat. In *fig. 2* correspondeert op die wijze AB in de onderste helft met ab in de bovenste, hetzelfde geldt

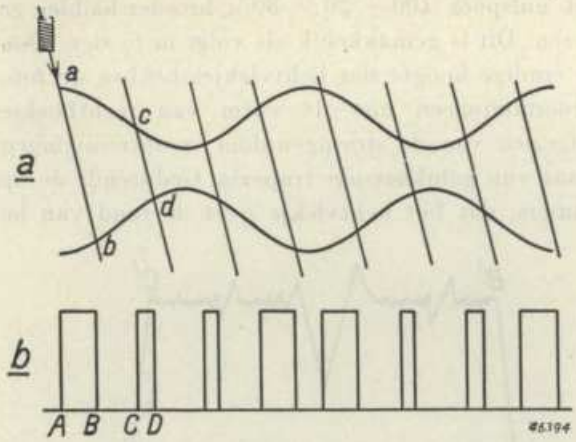

Fig. 2. Schema van de hoogfrequente aftastmethode. Een reeks van aequidistante lichtvlekjes wordt met zeer groote snelheid dwars over de film bewogen. Doordat de film tegelijkertijd bewogen wordt, beschrijven de lichtvlekjes banen, die schuin ten opzichte van de film staan en die in figuur *a* zijn weergegeven. De helling dezer banen is duidelijkheidshalve sterk overdreven weergegeven. Zoolang een lichtvlekje zich binnen de randen van het spoor bevindt, vloeit een stroom in de fotocel. De vorm van het signaal, dat uit de fotocel treedt, is in figuur *b* weergegeven. Het blokje AB correspondeert daarbij met de baan ab enz.

voor CD en cd enz. Het is essentieel om op te merken, dat de *begin- en eindpunten der blokjes* vastgelegd worden door de *randen van het geluidsspoor*. (Duidelijkheidshalve zijn de banen van het lichtpunt over de film overdreven schuin geteekend). Verontreinigingen op de film uiten zich door variaties in de doorgelaten lichtbundel en deze hebben dus tengevolge, dat het beeld der stroomimpulsen in werkelijkheid niet is als in fig. 2b, doch als in *fig. 3*; tusschen A en D is de stroom niet constant, er treden variaties op, die een toevallig karakter vertoonen. Het groote voordeel, dat bereikt is, is echter gelegen in het feit, dat de storingen gescheiden zijn van het weer te geven verschijnsel.

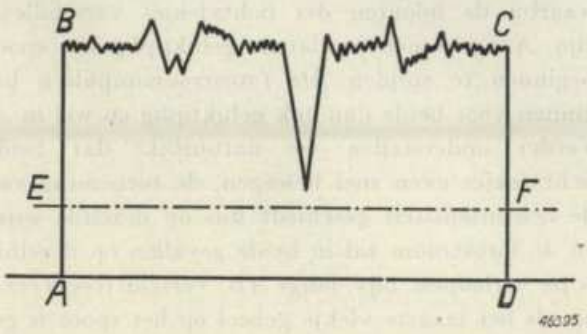

Fig. 3. Beeld van een stroomimpuls van de fotocel. De intensiteitsvariaties hangen samen met verontreinigingen op de film in de baan van het aftastende lichtvlekje. De essentie van de methode ligt in het feit, dat de invloed der verontreinigingen uitgeschakeld kan worden door het signaal door een begrenzer te sturen. Begrenzing tot op het niveau EF zou in dit geval voldoende zijn.

De eerste beïnvloeden nl. de hoogte van de blokjes, het laatste heeft alleen effect op begin- en eindpunt daarvan. Het is daarom ook gemakkelijk mogelijk om de storingen te elimineeren en wel door het geheele signaal door een begrenzer te sturen, die alleen signalen tot een bepaalde amplitude doorlaat. Hierdoor worden de storingen als het ware afgesneden. Voor het in fig. 3 afgebeelde stroomverloop zou een begrenzing tot het niveau EF voldoende zijn om de eliminatie tot stand te brengen. Versterken we na afloop het signaal zoodanig, dat de amplitude in de verhouding BA/EA wordt vergroot, dan ontstaat een signaal, dat volkomen identiek is met hetgeen verkregen zou zijn als het geluidsspoor overal gelijkmatig doorlatend zou zijn geweest.

Thans moeten wij de vraag onder de oogen zien, op welke wijze wij uit het blokjessignaal de oorspronkelijke geluidsfrequenties kunnen vrij maken. Daartoe is het noodig om het frequentiespectrum van dit signaal te onderzoeken. Dit geeft aanleiding tot gecompliceerde berekeningen, waarop bij een andere gelegenheid nader zal worden ingegaan. Hier willen wij echter volstaan met enkele kwalitatieve beschouwingen. Daartoe bezien we eerst het ongemoduleerde signaal. Dit bestaat uit congruente blokjes, die een frequentie μ (de aftastfrequentie) bezitten. Wanneer we een Fourier-analyse van dit signaal ontwerpen, dan krijgen we dus trillingen met frequenties μ, 2μ, 3μ enz. Gaan we nu vervolgens het blokjessignaal moduleeren met een frequentie ν, dan treden in het spectrum nevenfrequenties op, ter grootte van $\mu \pm \nu$; $\mu \pm 2\nu$; . . . $2\mu \pm \nu$; $2\mu \pm 2\nu$; . . . $3\mu \pm \nu$; enz. Het is echter gemakkelijk in te zien, dat ook de frequentie ν zelf zal optreden. Daartoe bezien we fig. 2 nog eens. De blokjes, die behooren bij de breede deelen van het spoor, zijn breed. De breede deelen geven dus aanleiding tot betrekkelijk lange stroomstooten met korte onderbrekingen. Bij de smalle deelen van het spoor is dit juist andersom. Sturen we dit signaal nu door een laag doorlatend filter, waarvan de grensfrequentie samenvalt met de hoogste frequentie, die nog doorgelaten moet worden, dan heeft dit tot gevolg, dat het signaal, ruw gesproken, vervangen wordt door een voortschrijdend gemiddelde over een zeker tijdsinterval, dat ongeveer van de orde van 1/4 van de trillingstijd van de grensfrequentie is. Er wordt hier dus telkens gemiddeld over een aantal opeenvolgende blokjes en daardoor ontstaat een signaal, dat krachtig is als de blokjes breed zijn en zwak als ze smal zijn, dwz. een wisselstroom met een frequentie ν, overeenstemmend met de frequentie van de oorspronkelijke geregistreerde trilling.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Voor de weergave is het essentieel, dat wel de frequentie ν optreedt, doch dat 2ν, 3ν enz. afwezig zijn. Dat dit inderdaad het geval is, volgt uit de berekening, doch kan niet eenvoudig worden ingezien. Dat het belangrijk is, spreekt echter vanzelf, in het algemeen liggen nl. met ν ook 2ν, eventueel ook 3ν enz. in het hoorbare gebied.

We kunnen thans ook duidelijk maken, dat de aftastfrequentie μ aanzienlijk grooter moet zijn dan de hoogste weer te geven frequentie ν. Want behalve μ, treden door de modulatie ook de tonen $\mu-\nu$, $\mu-2\nu$ enz. op. Deze zijn des te zwakker naarmate wij ons verder verwijderen van de frequentie μ. De berekening leert, dat de frequentie $\mu-5\nu$ reeds 60 db zwakker is dan de frequentie ν. De frequentie $\mu-4\nu$ zou nog sterk genoeg zijn om te kunnen storen. Willen we deze door een filter kunnen elimineeren, dan moet zij nog buiten het hoorbare gebied vallen en dit beteekent:

$$\mu-4\nu_{max} > \nu_{max}, \text{ of } \mu > 5\nu_{max},$$

als ν_{max} de hoogste frequentie van het hoorbare gebied voorstelt, die wij nog willen weergeven. Stellen we $\nu_{max} = 8000$ per/sec, dan volgt daaruit $\mu = 40\,000$ per/sec.

Beperkingen van het effect der methode

Het is noodzakelijk om er op te wijzen, dat niet alle storingen op de beschreven wijze geëlimineerd kunnen worden. Twee gevallen moeten hiervoor afzonderlijk bezien worden.

In de eerste plaats kan een verontreiniging zoo groot zijn, dat ze het licht zoo sterk onderschept, dat de fotostroom daalt onder de waarde, die door de begrenzer wordt doorgelaten. Er blijft in dat geval een „deuk" in het desbetreffende blokje over, die wederom tot storing aanleiding geeft. In het bijzonder is dit het geval, als het licht geheel door de verontreiniging wordt onderschept. In dat geval geeft één lichtvlekje aanleiding tot twee stroomstooten (blokjes). Men kan echter zorg dragen, dat het hier genoemde geval zich slechts zelden voordoet. Daartoe maakt men de vorm van het lichtvlekje langwerpig. Reeds in de aanvang van het artikel hebben wij aangegeven, dat de breedte van de lichtstreep bij de gewone methode van aftasten niet grooter dan 20 μ mag worden genomen, omdat anders de hooge tonen verzwakt worden weergegeven. Dit geldt ook voor de breedte van de lichtvlekjes, echter niet voor de hoogte ervan. (Onder breedte verstaan wij hier de afmeting loodrecht op de voortbewegingsrichting van het lichtvlekje, onder hoogte de afmeting evenwijdig aan die richting.) Het vergrooten van de hoogte bijv. tot 100 μ heeft in eerste benadering hetzelfde effect op de wisselingen van de doorgelaten lichtstroom, als wanneer we de hoogte hetzelfde hadden gelaten en het nulspoor $100 - 20 = 80$ μ breeder hadden gekozen. Dit is gemakkelijk als volgt in te zien. Door de eindige hoogte der lichtvlekjes hebben de fotostroomimpulsen niet de vorm van rechthoekjes (afgezien van de storingen door verontreinigingen) maar van gelijkbeenige trapezia. Gedurende de tijd immers, dat het lichtvlekje over de rand van het

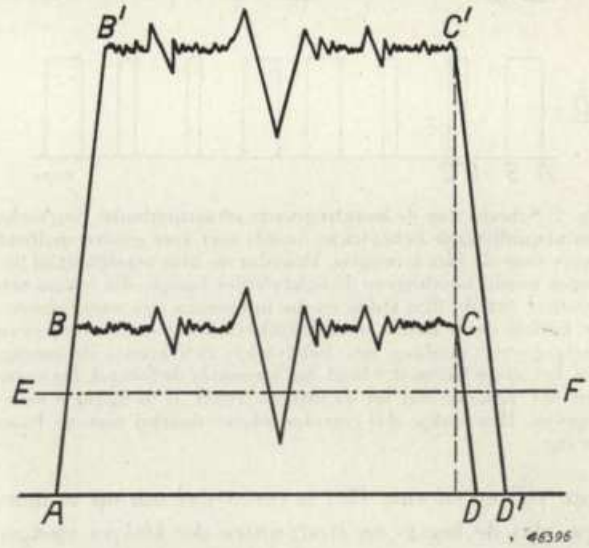

Fig. 4. Invloed van de hoogte van het lichtvlekje op de vorm van de fotostroomimpuls, die er door wordt opgewekt. Doordat het vlekje een eindige hoogte heeft, duurt het een zekere tijd voordat het vlekje geheel op het lichtspoor is gekomen. Gedurende die tijd neemt de stroom voortdurend toe. De impuls $ABCD$ is afkomstig van een laag vlekje, de impuls $AB'C'D'$ van een hooger, beide zijn gelijktijdig (in A) met hun bovenkant aan de rand van het spoor gekomen. In het tweede geval is de gemiddelde stroomsterkte van het fotosignaal grooter. Begrenzing van het signaal tot het niveau EF is daardoor in het tweede geval voldoende om alle storingen te elimineeren, in het eerste geval niet.

spoor schuift, neemt de intensiteit van nul tot de maximale waarde toe, resp. van deze waarde tot nul af. In *fig. 4* zijn nu twee gevallen geteekend, waarbij de hoogten der lichtvlekjes verschillend zijn. Aangenomen is, dat ze gelijktijdig het spoor beginnen te snijden. De fotostroomimpulsen beginnen voor beide dan ook gelijktijdig en wel in A. Verder onderstellen we natuurlijk, dat beide lichtvlekjes even snel bewegen, de toeneming van de lichtintensiteit geschiedt dus op dezelfde wijze en de fotostroom zal in beide gevallen op dezelfde wijze verloopen, bijv. langs AB. Verschil treedt eerst op als het laagste vlekje geheel op het spoor is gekomen, laat dit bij B het geval zijn. Vanaf dit oogenblik blijft de fotostroom die erbij behoort (behoudens storingen) constant. De stroom behoorende bij het hoogste vlekje blijft echter nog een tijdje in hetzelfde tempo toenemen, nl. tot ook dit geheel

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

op het spoor is aangekomen. Laat dit in B' het geval zijn. Vanaf dit tijdstip is ook de tweede stroom (practisch) constant.

Zoodra de bovenzijde van één der vlekjes de overzijde van het spoor bereikt heeft, begint de desbetreffende stroom weer af te nemen. Dit zal bij onze onderstellingen voor beide stroomen gelijktijdig plaats vinden, de punten, waar dit geschiedt, nl. C en C', liggen dan ook loodrecht boven elkaar. De afneming gaat in hetzelfde tempo als de toeneming en is dus voor beide vlekjes even sterk (de stroomkrommen zijn gelijkbeenige trapezia). De stroomen nemen daarom af volgens twee evenwijdige rechten, $CD//C'D'$. Zij eindigen dus niet tegelijk. Het verschil DD' is echter geheel bepaald door het intensiteitsverschil CC' (en de snelheid der vlekjes, die echter voor beide dezelfde is) en dit is op zijn beurt uitsluitend afhankelijk van het verschil in hoogte der vlekjes. Sturen we de beide signalen door eenzelfde begrenzer, dan volgt uit onze redeneering dus, dat de uiteindelijk optredende signalen alleen verschillen in lengte, doch dit verschil is voor alle blokjes hetzelfde en heeft daardoor geen invloed op het uiteindelijk te reproduceeren geluid. Het verandert slechts, evenals een wijziging van de nulspoorbreedte dit zou doen, de gelijkstroomcomponent van het fotostroomsignaal en deze wordt door een filter onderdrukt. Als de hoogte van het vlekje grooter is dan de breedte van het spoor, verandert de situatie eenigszins, een nadere beschouwing leert echter, dat ook in dit geval de lengte van de blokjes van het begrensde signaal, op een constante na, evenredig is met de breedte van het spoor op de plaats waar het lichtvlekje passeerde.

Na het voorafgaande zal het duidelijk zijn, dat het mogelijk is om de hoogte van het vlekje zoo groot te kiezen, dat een onderscheppen van het doorgelaten licht door verontreinigingen practisch niet in een zoo sterke mate kan plaats vinden, dat er, na begrenzing, van deze storingen nog een effect overblijft. Dit blijkt ook duidelijk uit fig. 4. De absolute intensiteitsveranderingen van de doorgelaten lichtbundels, die het gevolg zijn van verontreinigingen, zijn voor beide vlekjes dezelfde. Daardoor is het geruisch, dat in dit geval ondersteld is, bij het hooge vlekje niet van invloed op het begrensde signaal, bij het lage vlekje laat het nog wel een storing in het begrensde signaal na.

De tweede mogelijkheid van storingen treedt op, wanneer een verontreiniging precies tegen of over de rand van het spoor ligt. Hierdoor wordt de vorm van de begrenzing veranderd. De storing door een dergelijke onvolkomenheid in de rand van het spoor wordt door de hier besproken methode niet weggewerkt. De kans op een dergelijke storing is echter gering vergeleken met die, waarbij het vuiltje niet aan de rand ligt. Het gemoduleerde spoor is minstens 1 mm breed en daardoor is de kans dat verontreiningen, zelfs ter grootte van 100 μ, aan de rand liggen, nog slechts 20%. De meeste verontreinigingen zijn echter veel kleiner en de kans, dat zij aan de rand liggen, dus eveneens.

Een uitvoering van het apparaat

De beschreven hoogfrequente aftasting kan op verschillende manieren verwezenlijkt worden. In de eerste plaats kan men het geluidsspoor door een bewegend lichtvlekje laten aftasten, hetgeen wij in het voorafgaande hebben ondersteld. In principe kunnen wij tot dezelfde resultaten komen, als we het geluidsspoor afbeelden en dit beeld laten trillen ten opzichte van een diafragma. In beide gevallen kunnen we ons de trillingen tot stand gebracht denken, doordat de lichtbron beweegt en de optiek stilstaat, maar ook met behulp van een stilstaande lichtbron en een bewegende optiek. Tenslotte kunnen we ons de trillingen zoowel langs electrische als mechanische weg gerealiseerd denken. Wij zullen ons hier beperken tot de beschrijving van een methode, die door ons is uitgewerkt en waarbij de aftasting geschiedt door een bewegend lichtvlekje, dat verkregen wordt door een mechanisch bewogen optiek.

In *fig.* 5 is een schematisch beeld gegeven

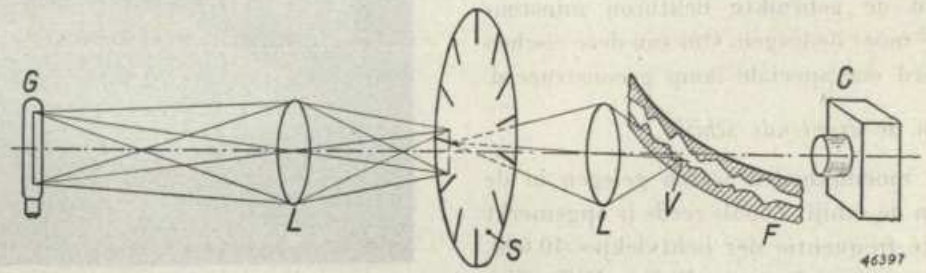

Fig. 5. Schema van de opstelling voor de hoogfrequente aftasting. G lichtbron met lijnvormig gloeilichaam, L lenzen, S draaiende schijf met spleten, F film met gemoduleerd geluidsspoor, V lichtvlekje, C fotocel.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van de gebruikte opstelling. Het licht van een lijnvormige lichtbron wordt door een lens afgebeeld enkele mm van de rand van een schijf, die snel rondgedraaid kan worden. In deze schijf zijn vanaf de rand radiaal gerichte spleten gezaagd. Als de schijf snel ronddraait, wordt dus telkens een klein gedeelte van het licht van het beeld doorgelaten. Deze verlichte opening wordt met behulp van een tweede lens op de geluidsfilm afgebeeld. Het hierdoor doorgelaten licht valt op een fotocel en geeft aanleiding tot de reeds eerder besproken fotostroomen.

De practische uitvoering van de opstelling brengt een aantal technische moeilijkheden mede, die wij thans zullen bespreken.

De keuze van de lichtbron

Reeds eerder hebben wij opgemerkt, dat de breedte van het lichtvlekje op de film niet meer dan 20 μ mag bedragen. Verder moet het zéér scherp zijn (de overgang van licht naar donker moet over een afstand van hoogstens enkele microns plaats vinden) en niet alleen als de afbeelding in de as van het systeem plaats vindt, maar eveneens, als het beeld ca 1 mm er boven of er onder valt. Tenslotte moet het licht sterk genoeg zijn om een behoorlijk te versterken fotostroom op te wekken. Hierdoor zijn een aantal eischen aan optiek en lichtbron gesteld.

Lijnvormige lichtbronnen, waarvan het gloeilichaam smaller is dan 80 μ, zijn moeilijk te verwezenlijken. Dit beteekent derhalve, dat de optiek verkleinend moet zijn. Tot deze zelfde conclusie komt men ook door de eisch van scherpe afbeelding. Een vijfvoudige verkleining is voor beide eischen voldoende. De verkleining wordt in hoofdzaak door de tweede lens teweeg gebracht. De eerste geeft practisch een afbeelding 1 : 1. De eischen aan de scherpte van de afbeelding gesteld, leiden er toe, dat met kleine openingshoeken gewerkt moet worden.

Tenslotte is uit de minimaal benoodigde lichtsterkte van de bundel, die op de fotocel valt, en uit de dimensies van de optiek af te leiden, dat de helderheid van de gebruikte lichtbron minstens 1000 kaars/cm^2 moet bedragen. Om aan deze eischen te voldoen werd een speciale lamp geconstrueerd.

Constructie van de draaiende schijf

De grootste moeilijkheden waren gelegen in de constructie van de schijf. Zooals reeds is opgemerkt is de vereischte frequentie der lichtvlekjes 40 000. De breedte van het spoor kan voor Philips-Miller-film maximaal op 1,6 mm gesteld worden, hieruit volgt een snelheid der lichtvlekjes van 6400 cm/sec. Aangezien de tweede lens, zooals reeds eerder werd opgemerkt, een factor 5 verkleint, leidt dit tot een omtreksnelheid van de schijf van 32 000 cm/sec. Nu bepaalt de omtreksnelheid de spanningen, die in de schijf optreden. Gelijkvormige schijven van verschillende diameters, doch met gelijke omtreksnelheden, vertoonen op overeenkomstige plaatsen precies dezelfde spanningen. Bij een snelheid van 32 000 cm/sec zijn deze spanningen reeds enorm en komen ze in de buurt van de vloeigrens. Het is duidelijk, dat hierdoor een bovenste grens voor de snelheid is gegeven. Wordt deze grens bereikt, dan vliegt de schijf uit elkaar.

Aangezien voor verschillende materialen, bij overigens gelijke omstandigheden, de spanningen evenredig zijn met de soortelijke gewichten, moest gezocht worden naar een materiaal, waarvoor de verhouding vloeigrens/soortelijk gewicht zoo gunstig mogelijk is. Daar aan het materiaal, in verband met de aandrijving van de schijf, nog de eisch gesteld moest worden, electrisch geleidend te zijn, kwamen practisch alleen duraluminium en electron in aanmerking. Aangezien verder de hoogste spanningen optreden bij de doorboring van de as, is aan de schijf een zwak conisch profiel gegeven. Men kan dan berekenen, dat zoowel bij duraluminium als bij electron de maximaal optredende spanningen, zelfs bij een snelheid van 40 000 cm/sec, nog beneden de helft van de vloeigrens blijven. Dit is ook experi-

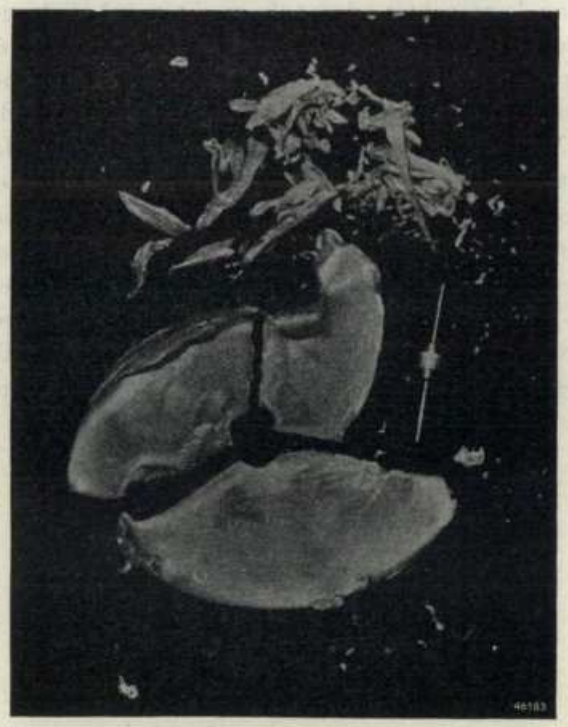

Fig. 6. Resten van een draaischijf, die bij een omtreksnelheid van ca 60 000 cm/sec uit elkaar gevlogen is. Uit de figuur blijkt duidelijk, dat de inscheuring bij de as begonnen is.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

menteel bevestigd, door na te gaan bij welke omtreksnelheid een proefschijf uit elkaar vloog. Dit bleek bij 60 000 cm/sec het geval te zijn(de spanningen zijn evenredig met het kwadraat van de snelheid). Uit *fig. 6*, die een foto geeft van de resten van de schijf, blijkt duidelijk, dat overeenkomstig de verwachting de inscheuring bij de as is begonnen.

Omdat het voorts wenschelijk was om de apparatuur niet te onhandelbaar te maken, moest de schijf niet te groot gekozen worden. De straal werd op 5 cm bepaald. Dit beteekent derhalve dat een toerental van $32\,000/10\pi = 1000$ omw/sec vereischt is. Aangezien de spleten op ongeveer $5 \times 1{,}6$ mm $= 8$ mm van elkaar moeten komen, kunnen op een dergelijke schijf $10\pi/0{,}8 =$ ca 40 spleten aangebracht worden. Deze zijn 0,6 mm breed en 3,5 mm lang (hieruit volgt dat de lengte der lichtvlekjes op de film 120 μ bedraagt). Het aanbrengen van de spleten vereischt veel zorg.

In de eerste plaats moeten ze op onderling precies gelijke afstanden komen en volkomen gelijk zijn. Is dit niet het geval, dan treedt de omloopfrequentie van de schijf in het frequentiespectrum op, en aangezien deze in het hoorbare gebied ligt, ontstaat bij de weergave een fluittoon. De aftastfrequentie, die $40\times$ grooter is, ligt, zooals wij reeds weten, er buiten.

In de tweede plaats is zeer zorgvuldige afwerking noodzakelijk, omdat anders de schijf bij de hooge draaisnelheden op de plaats van de spleten zou kunnen scheuren. Om die reden eindigen de spleten in vooraf geboorde gaatjes.

Lagering en aandrijving van de draaischijf

Bij het hierboven genoemde zeer hooge toerental van 1000 omw/sec moeten natuurlijk speciale eischen gesteld worden aan de lagering. Reeds een geringe excentriciteit van het zwaartepunt van de schijf ten opzichte van het centrum van het lager geeft bij toenemend toerental aanleiding tot enorme centrifugaalkrachten, met als gevolg hooge lagerdrukken, trillen van de motor, hooge wrijving en groote slijtage. Om dit te voorkomen werd het principe van de de-Laval-as toegepast, waarbij in plaats van de gebruikelijke stijve as een dunne buigzame wordt gebruikt. Bij lage toerentallen zal de as, tengevolge van de centrifugaalkracht, doorbuigen en wel des te sterker, naarmate het toerental hooger is. Bij een bepaald toerental, het zg. critische toerental, zal de doorbuiging theoretisch zelfs oneindig groot worden. Boven dit toerental neemt de doorbuiging snel af en in de limiet voor oneindig hooge toerentallen gaat de schijf draaien om haar zwaartepunt. Als deze toestand intreedt, is de doorbuiging van de as en daardoor ook de lagerdruk zeer gering. De laatste wordt dan in hoofdzaak bepaald door het eigen gewicht van de schijf.

Een moeilijkheid bij het werken met een de-Laval-as is gelegen in het feit, dat men bij het op gang brengen het gebied van de critische frequentie moet passeeren. Dit is mogelijk zonder dat de as breekt, indien men dit gebied zoo snel passeert, dat de schijf geen tijd krijgt om groote uitwijkingen te verkrijgen. In ons geval was het aandrijvende koppel hiertoe echter niet groot genoeg. Daarom zijn wij ertoe overgegaan om de gevaarlijke groote afwijkingen te onderdrukken door op de as een geschikte dempingsinrichting aan te brengen. Daartoe zijn aan weerszijden van de schijf, op geringe afstand ervan, oogjes aangebracht, waarin de as draaien kan. Deze oogjes zijn door middel van staafjes verbonden met zuigertjes, die met geringe speling in buisjes met olie op een neer kunnen bewegen. Hierdoor worden dus de zijdelingsche bewegingen van de schijf gedempt en door geschikte dimensionneering van het geheel is te bereiken, dat de trillingen in het critische gebied voldoende klein blijven. Is het critische gebied eenmaal gepasseerd, dan gaat de schijf zeer rustig loopen en zijn toerentallen van 1000 en meer omw/sec gemakkelijk bereikbaar.

Zooals reeds terloops werd opgemerkt, geschiedt de aandrijving van de schijf electrisch. Ze wordt daartoe in het veld van twee onderling loodrechte magnetische circuits geplaatst, die door 90° in fase ten opzichte van elkaar verschoven wisselstroomen met een frequentie van 1500 per/sec worden bekrachtigd. Ieder circuit bestaat uit twee hoefijzervormige poolschoenen, waartusschen luchtspleten van ca $^1/_2$ cm zijn uitgespaard. In deze spleten is de schijf aangebracht. De combinatie der beide wisselende magnetische velden levert een roteerend veld, dat de schijf, die speciaal voor dit doel uit een geleidende stof is vervaardigd, meesleept en haar voldoende snelheid kan geven. Om de wrijving zoo klein mogelijk te houden, is de schijf met het geheele aandrijfmechanisme in een luchtdicht huis geplaatst, zoodat ze in vacuum kan draaien.

De begrenzing van het signaal en de omzetting ervan in geluid

De stroomstootjes, die uit de fotocel komen en die van de orde van 10^{-7} A zijn, worden in de eerste plaats krachtig versterkt. Hiervoor wordt een breedeband versterker gebruikt, die in een gebied van 30 tot 500 000 per/sec een binnen 6 db constante versterking levert. Deze spanningsstooten zijn gemoduleerd en wel in de eerste plaats door fluctuaties, die het gevolg zijn van de verontreinigingen op de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

geluidsfilm, maar bovendien is op het geheele signaal een geruisch gesuperponeerd, samenhangend met de krachtige versterking. Zooals bij de behandeling van het principe van de methode reeds besproken is, worden deze storingen geëlimineerd door het signaal te begrenzen. Hierbij wordt gebruik gemaakt van een penthode met hooge anodeweerstand. Zooals bekend kan men, door in de anodekring van een dergelijke buis een voldoend hooge weerstand op te nemen, er voor zorgen, dat de i_a-V_g-karakteristiek de vorm van de kromme k in *fig.* 7 [3]) aanneemt. Legt men nu aan de buis een zoo hooge negatieve roosterspanning, dat $i_a = 0$, ook voor de krachtigste storingen die optreden, bij afwezigheid van een signaal, en zorgt men er voor dat anderzijds het signaal zoo krachtig is, dat het steeds de maximale anodestroom opwekt, eveneens bij de krachtigste storingen, dan is daarmee het doel bereikt (zie fig. 7).

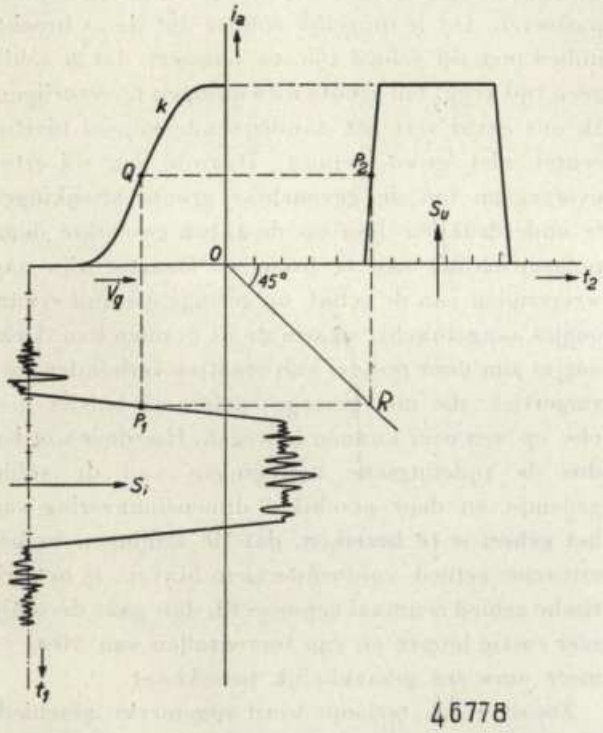

Fig. 7. Schema van de dubbele begrenzing van het fotostroomsignaal met behulp van een penthode. S_i inkomend signaal, dat storingen vertoont, afkomstig van verontreinigingen op de film en storingen, die samenhangen met de krachtige versterking. S_u uitgaand signaal. k i_a-V_g-karakteristiek van de penthode. Uitgaande van een willekeurig punt P_1 van S_i kan het er mee correspondeerende punt P_2 van S_u geconstrueerd worden met behulp van de hulppunten Q en R. Omdat de tijdseenheden op de t_1- en de t_2-as gelijk gekozen zijn, deelt OR de hoek tusschen de t-assen middendoor.

Tenslotte behoeft het aldus geprepareerde signaal nog slechts door een filter gestuurd te worden, dat de frequenties uit het hoorbare gebied doorlaat en alle andere elimineert. Daarna kan het via een eindpenthode aan de luidspreker worden toegevoerd.

Conclusie

Met de hier beschreven methode van geruischbestrijding is het mogelijk om een duidelijke verbetering van de kwaliteit van het weergegeven geluid te verkrijgen. Bij de stand van de ontwikkeling, die thans bereikt is, is de verbetering bij nieuwe films, die dus practisch niet verontreinigd zijn, niet van beteekenis. Bij films, die reeds verscheidene malen gespeeld zijn, is de verbetering echter aanzienlijk. De beschreven methode maakt het daardoor mogelijk een film, met behoud van de oorspronkelijke geluidskwaliteit, veel langer te gebruiken dan vroeger.

[3]) Vgl. ook Philips techn. T. 5, 65, 1940.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

EEN 400 kV-INSTALLATIE VOOR RÖNTGENTHERAPIE

door W. HONDIUS BOLDINGH en W. J. OOSTERKAMP. 621.386.1:615.849

Beschrijving van een op speciale wijze uitgevoerde therapie-installatie voor 400 kV, 10 mA, welke eenige jaren geleden voor het Academisch Ziekenhuis te Groningen werd gebouwd. In tegenstelling met de voor deze spanning gebruikelijke constructies is hier de anode van de röntgenbuis geaard. Het focus, waarvan de röntgenstralen uitgaan, bevindt zich aan het uiteinde van een lange geaarde metalen pijp, die vanuit de hoogspanningsruimte dwars door een tusschenwand in de bestralingskamer steekt. Op deze wijze is een absolute bescherming van medicus en patient tegen de hooge spanning verkregen, terwijl toch voor de noodige instelbaarheid van de röntgenstralenbundel door verschuiven en draaien van de röntgenbuis kon worden gezorgd. De eigenaardige opstelling brengt mede, dat de kathode en het focus van de buis op een onderlinge afstand van ca 1,80 m komen te staan. De maatregelen, noodig voor het focusseeren van de electronenbundel over deze groote afstand, alsmede eenige andere bijzonderheden van de installatie worden nader besproken.

Installaties voor röntgendieptetherapie in de ziekenhuizen werken gewoonlijk met een spanning van ca 200 kV. Installaties voor hoogere spanningen zijn echter tegenwoordig geen zeldzaamheid meer. Zoo heeft Philips al verscheidene installaties voor 400 kV of nog hooger gebouwd; zie bijv. de beschrijving van de 1000 kV-installatie in het Antoni van Leeuwenhoekhuis te Amsterdam, die eenige jaren geleden in dit tijdschrift werd gegeven [1]). Intusschen kan de medische waarde van een dergelijke installatie geenszins eenvoudig aan de hoogte van de toegepaste buisspanning worden afgemeten. De stijging van het zoogenaamde dieptequotient — verhouding van de dosis op zekere diepte onder de huid tot die op de huid —, waar het bij het opvoeren van de spanning in hoofdzaak om begonnen is, is natuurlijk belangrijk [1]). Doch naast een groot dieptequotient zijn bij de therapeutische toepassing ook andere eigenschappen der installatie van belang, zooals o.a. de instelbaarheid van de röntgenbuis en daarmee van de röntgenstralenbundel. De medicus wil de richting, waaruit hij de röntgenstralen op den patient laat vallen, liefst geheel vrij kunnen kiezen. Met name geldt dit bij de toepassing van de methoden der zoogenaamde kruis- en rotatiebestraling, waarbij de voor het dooden van een gezwel in het lichaam noodige röntgendosis wordt verdeeld in eenige porties, die men uit verschillende richtingen toedient om het gezonde weefsel en de huid boven het gezwel zoo goed mogelijk te sparen — dezelfde gedachte dus, die voorzit bij het streven naar een groot dieptequotient. Hoe hooger nu de spanning wordt gekozen, des te grootere omvang neemt de apparatuur aan en des te meer komt de eisch van instelbaarheid van de röntgenbuis in het gedrang. Bij de genoemde installatie voor 1000 kV te Amsterdam — waarbij overigens niet alleen het streven naar een groot dieptequotient, maar ook het onderzoeken van eventueele specifieke biologische effecten der extreem harde röntgenstralen als doel voor oogen stond — moest van de mogelijkheid van instellen van de röntgenbuis zelfs geheel worden afgezien. De behandelende medicus krijgt hier slechts een vaste röntgenstralenbundel ter beschikking, die uit de vloer van de bestralingsruimte omhoog wijst en waarvan alleen de diameter met diafragma's kan worden gevarieerd. Ten opzichte van deze bundel moet hij zijn patient, zoo goed en zoo kwaad als het kan, neerleggen. Kruisbestraling is hier alleen mogelijk door den patient te draaien, hetgeen soms bezwaren van medische aard ontmoet (verzakken van inwendige organen), soms van practische aard, daar de patient in sommige standen moeilijk zal zijn te fixeeren, nog afgezien er van, dat de noodzakelijke posities soms voor den patient zeer onaangenaam kunnen zijn.

Moest bij de beschreven 1000 kV-installatie de instelbaarheid van de röntgenbuis er geheel bij inschieten [2]), ook bij 400 kV is het reeds moeilijk aan deze eisch te voldoen, vooral door het feit, dat de patient in elk geval volledig tegen de hooge spanning moet worden beschermd. Bij de gebruikelijke buisconstructie met symmetrische spanningsverdeeling, waarbij dus kathode en anode ieder op de halve spanning ten opzichte van de aarde komen te staan, kan men een voldoende bescherming alleen bewerkstelligen door de geheele buis met een geaarde metalen mantel te omgeven. Bij een buisspanning van 400 kV echter blijkt dit wegens de vereischte groote isolatie-afstanden al zeer bezwaarlijk te zijn, althans wanneer men een gemakkelijke bewegelijkheid van

[1]) J. H. van der Tuuk, Philips techn. T. 4, 161, 1939.

[2]) Er zijn inmiddels wel nieuwe constructies ontwikkeld, waarbij ook aan een 1000 kV-röntgenbuis nog een zekere mate van bewegelijkheid en instelbaarheid kan worden verzekerd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de buis wil behouden[3]). Zoo heeft men zich bij buizen voor 400 kV in het algemeen tevreden gesteld met het aanbrengen van lichte afschermingen van isoleerend materiaal, die den medicus en den patient beletten in gevaarlijke nabijheid van spanning voerende deelen te komen.

Bij de speciale 400 kV-installatie, die door Philips in 1941 voor het Academisch Ziekenhuis te Groningen is gebouwd, is nu een andere weg gevolgd: de röntgenbuis is niet symmetrisch, wat de spanning betreft, maar heeft een geaarde anode. Weliswaar moet dan de kathode op —400 kV tegen aarde worden gebracht, waardoor o.a. de isolatie minder eenvoudig is dan bij twee polen op 200 kV tegen aarde, maar hiertegenover staan als voordeelen: 1) De koeling van de anode wordt zeer vereenvoudigd (waarover straks meer) en 2) de gebruiker, die alleen met de anodezijde van de buis — de eigenlijke bron der röntgenstraling — te maken heeft, kan thans met behoud van de noodige manoeuvreerbaarheid van de buis afdoende tegen de hooge spanning worden beschermd. De röntgenbuis loopt aan de anodezijde uit in een geaarde metalen pijp, aan welker uiteinde de wolfraampastille is aangebracht, die de röntgenstraling uitzendt. De buis wordt nu dwars door een schot in de wand van de bestralingskamer gebouwd, zoodanig, dat alleen de geaarde anodepijp in deze

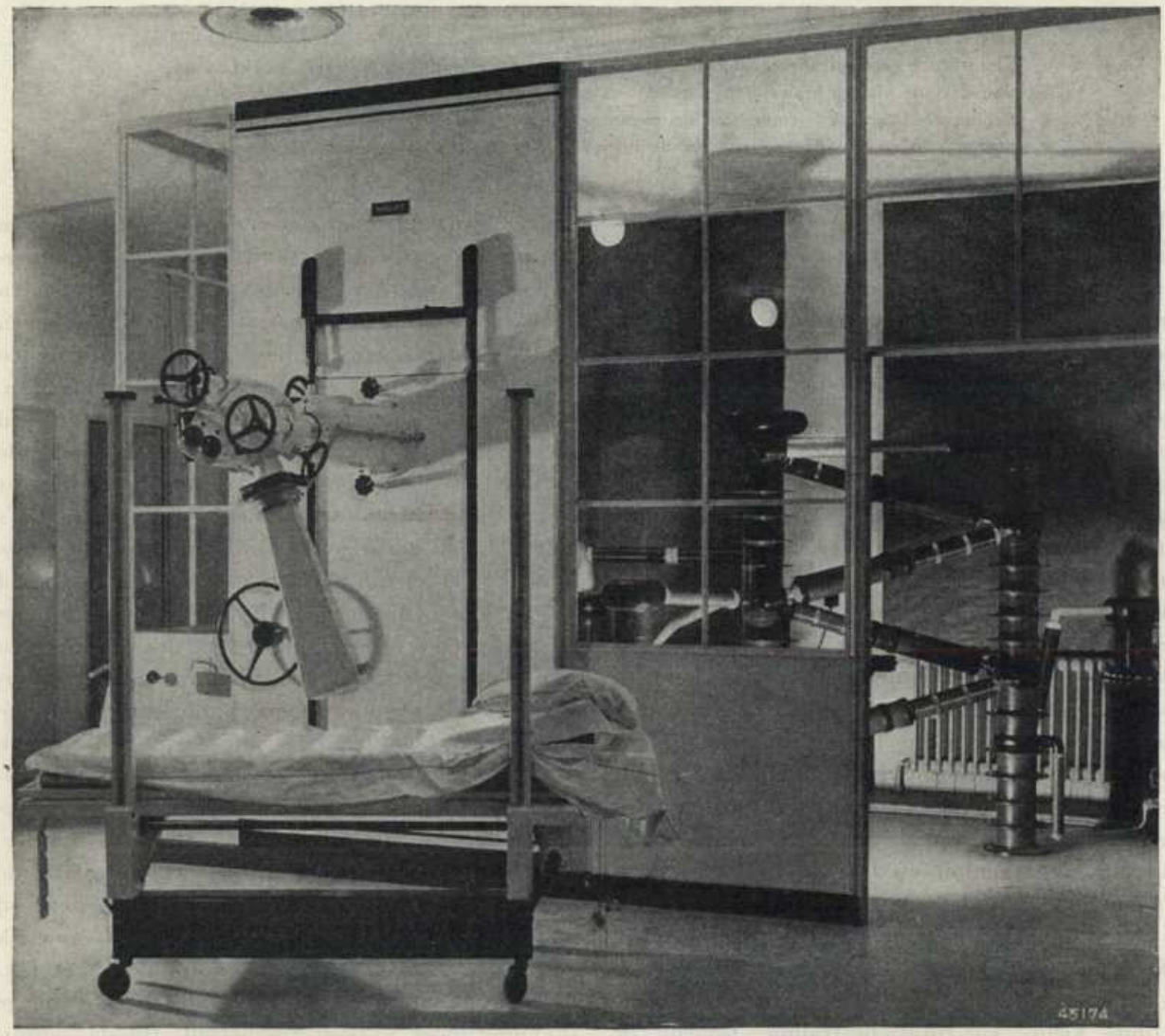

Fig. 1. Overzicht van de therapie-installatie. Men ziet links het in de bestralingskamer stekende gedeelte van de röntgenbuis, met een er op gezette bestralingstubus. In de ruimte, gelegen achter de bestralingskamer, ziet men de cascadegenerator voor het opwekken van de spanning van 400 kV.

[3]) Een speciale moeilijkheid vormen in dit en in ander opzicht de geïsoleerde, flexibele kabels, die de buis met de hoogspanningsgenerator verbinden. Bij sommige constructies worden deze kabels vermeden, doordat buis en generator tot een eenheid worden samengebouwd. Van een gemakkelijke bewegelijkheid kan dan echter tengevolge van het groote gewicht van deze eenheden evenmin sprake zijn.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

kamer steekt, terwijl de kathodezijde zich in de aangrenzende ruimte bevindt, waarin de hoogspanningsgenerator is opgesteld. In de bestralingskamer bevinden zich dus geenerlei deelen, die onder hoogspanning staan.

In *fig. 1* is deze opstelling te zien. Door het metalen schot in de wand, waarin de buis is bevestigd, verticaal verschuifbaar te maken en tevens te zorgen, dat de buis om haar lengte-as kan worden gedraaid, heeft men reeds voldoende instelmogelijkheden om een patient in een verrijdbaar bed uit alle richtingen te kunnen benaderen. Alleen is hiervoor noodzakelijk, dat het focus, waarvan de röntgenstralen uitgaan, voldoende ver, nl. minstens de halve lengte van het bed, van de wand verwijderd is.

Dit heeft de eigenaardige consequentie, dat de kathode en de wolfraampastille, die zich bij een 400 kV buis normaal op ca 8 cm van elkaar bevinden, in ons geval op een onderlinge afstand van ongeveer 1,80 m komen te staan! Speciale maatregelen zijn derhalve noodig om de electronenbundel, die door de kathode wordt uitgezonden, op de pastille te focusseeren.

Dit focusseeren geschiedt in drie stappen, door drie „lenzen", die men in *fig. 2* kan zien. Een electrostatische lens (de kathodedop) concentreert de uitgezonden electronen op de ingang van de geaarde anodepijp. Een magnetische lens (magneetspoel) aan het begin van de pijp heeft de taak om de bundel zoodanig te concentreeren en te richten, dat hij op zijn lange weg niet de wanden van de pijp raakt. Een tweede magneetspoel op 30 cm afstand vóór de pastille geeft aan de bundel tenslotte de convergentie, noodig om een focus van de gewenschte grootte te verkrijgen.

Bij de eerste magneetspoel is de richting van het magneetveld zeer critisch. Deze spoel is daarom slechts met een ring en vier door schroeven verstelbare steunpunten op de anodepijp geplaatst, zoodat de stand van de spoel tijdens het monteeren van de röntgenbuis nog kan worden gecorrigeerd.

De beteekenis van de tweede magneetspoel behoeft wellicht nog eenige verduidelijking. De grootte van het focus wordt bepaald door twee eischen; het focus mag niet zoo klein worden, dat bij een gegeven vermogen van de buis de specifieke belasting van de wolfraampastille en dientengevolge de temperatuur hiervan te hoog wordt; anderzijds wil men het focus ook niet grooter maken dan noodig. De randen van het diafragma, waardoor de röntgenstralenkegel naar buiten treedt, werpen nl. een halfschaduw, die de juiste doseering aan de randen van het bestralingsveld kan bemoeilijken, en de breedte van deze halfschaduw is evenredig met de focusafmeting. De gewenschte focusgrootte ligt dus vrij nauwkeurig vast, en daarmee ook de gewenschte diameter van de electronenbundel ter plaatse van de pastille. Voor deze diameter zijn de absolute toleranties zelfs nog kleiner dan voor de (schijnbare) focusbreedte, daar de pastille onder een ongewoon kleine hoek (30°) ten opzichte van de electronenstraal is geplaatst. Het is dus wel

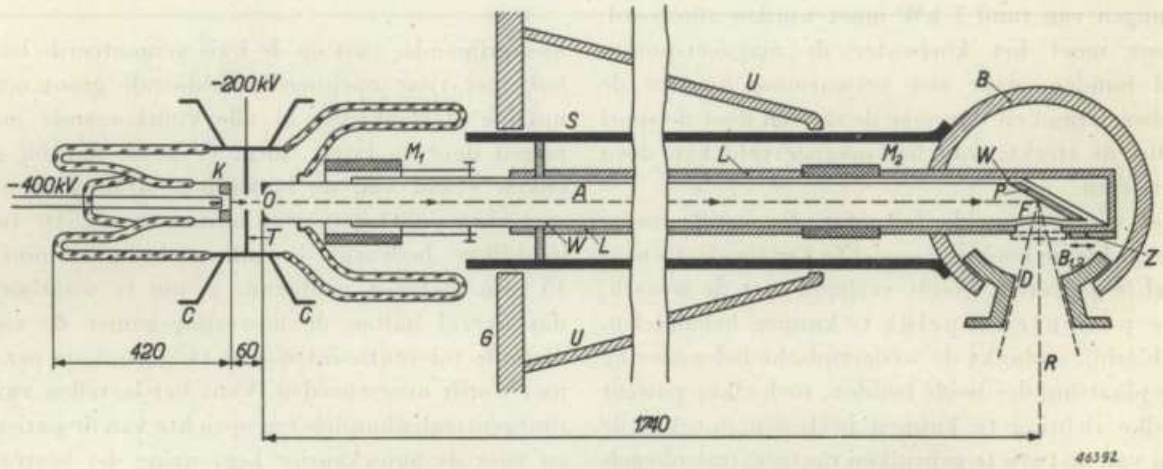

Fig. 2. Vereenvoudigde doorsnede van de geheele röntgenbuis. *K* kathode met focusseeringsdop, *T* tusschenschot, *O* opening van de geaarde anodepijp *A*, M_1 eerste magneetspoel, M_2 tweede magneetspoel, *P* wolfraampastille, waarop het focus *F* ligt, dat de röntgenstralen *R* uitzendt, *W* koelmantel met stroomend water van de waterleiding, *L* looden mantel om anodepijp, *B* looden bol, $B_{1,2}$ looden bolkappen met diafragma-openingen *D*, *Z* looden schuif, waarmee de bundel kan worden onderschept, *S* stalen pijp, die de anodepijp draagt en die in de kamerwand *G* en de uitlegger *U* draaibaar en verschuifbaar is gemonteerd, *C* sproeiranden. Duidelijkheidshalve is slechts het geval van één bestralingsbundel geteekend. In werkelijkheid zijn er twee uittree-openingen voor de stralen in de beide bolkappen aangebracht, waarvan de ééne naar voren, de andere naar achteren is gericht ten opzichte van het vlak van de teekening. Men zie hiervoor de foto.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

duidelijk, dat het met de 1,5 m van de pastille verwijderde eerste magneetspoel alléén, practisch niet mogelijk zou zijn de genoemde bundeldiameter met de vereischte nauwkeurigheid te regelen.

Bij installaties voor dieptetherapie is een zeer groote röntgenintensiteit gewenscht, daar men terwille van een groot dieptequotient de buis in het algemeen op vrij groote afstand van den patient plaatst. Om nu het vermogen van de buis grooter te kunnen maken, zonder nochtans het oppervlak van het focus al te zeer te moeten vergrooten, is een hooge specifieke belastbaarheid van de pastille van belang. Door het feit, dat de anode geaard is, was het in ons geval betrekkelijk gemakkelijk deze belastbaarheid groot te maken, daar men de anode kon voorzien van een waterkoeling, rechtstreeks aangesloten op de waterleiding. Bij een focus van 12 × 6 mm kon aldus het vermogen, dat in de anode in warmte wordt omgezet, tot 4 kW worden opgevoerd (10 mA bij 400 kV gelijkspanning [4]).

Het koelwater wordt behalve langs de wolfraampastille ook langs de geheele anodepijp geleid. Ondanks de focusseering komen nl. nog 10-20% van de primaire electronen, alsmede alle secundaire electronen van de pastille, op de wand van de pijp terecht, zoodat hiervan een in warmte omgezet vermogen van rond 1 kW moet worden afgevoerd. Tevens moet het koelwater de magneetspoelen koud houden, daar een verwarming hiervan de spoelweerstand en daarmee de stroom door de spoel en dus de sterkte van het magneetveld kan doen veranderen.

Het reeds vermelde feit, dat de pastille onder een zeer kleine hoek ten opzichte van de electronenstraal is geplaatst, houdt verband met de wensch, twee patienten tegelijk te kunnen behandelen. Om hierbij, ondanks de wederzijdsche belemmering in de plaatsing der beide bedden, toch elken patient uit elke richting te kunnen bestralen, moeten de assen van de twee te gebruiken röntgenstralenkegels ver genoeg uit elkaar en ook in andere richtingen dan loodrecht op de buisas gericht kunnen worden, terwijl nochtans de stralen niet al te rakelings langs het oppervlak van de pastille mogen uittreden. Dat het hierbij gunstig is om de genoemde hoek zoo klein te kiezen, wordt door de schetsen in *fig. 3* verduidelijkt.

Het focus op de pastille zendt röntgenstralen naar alle richtingen uit. De twee gewenschte nauwe röntgenstralenkegels (maximale openingshoek 30°) worden verkregen, doordat om het uiteinde van de anodepijp twee looden bolkappen zijn aangebracht, ieder voorzien van een diafragmaopening. Om de twee stralenkegels te richten, kan ieder van de twee bolkappen door middel van twee handwielen om twee onderling loodrechte assen over een zekere hoek worden gedraaid. Een om de bolkappen heengrijpende, vast op de buis gemonteerde looden bol, met twee openingen, voldoende groot om de nuttige stralenkegels in alle voorkomende instellingen door te laten, zorgt er voor, dat bij geen enkele stand van de bolkappen straling in ongewenschte richtingen naar buiten treedt. De totale looddikte bedraagt in alle richtingen minstens 13 mm, hetgeen voldoende is om te waarborgen, dat overal buiten de bestralingskamer de zoogenaamde tolerantie-intensiteit (10^{-5} röntgen per sec) niet wordt overschreden. Voor het instellen van de röntgenstralenbundels ten opzichte van de patienten en voor de nauwkeurige begrenzing der bestraalde velden kan op elk der beide diafragma-openingen een bestralingstubus voor de gewenschte afstand, bijv. 1 m worden gezet. Op de foto (fig. 1) is dit te zien.

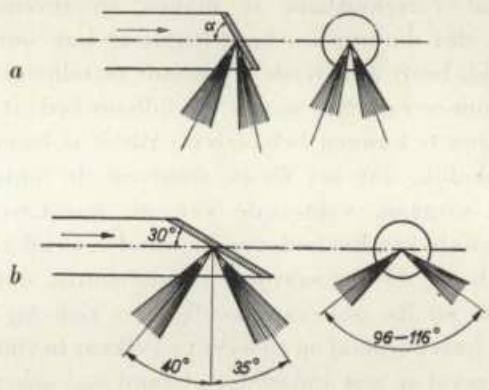

Fig. 3. Maakt de pastille een groote hoek α met de horizontaal gerichte electronenstraal (*a*), dan heeft de as van de nuttige röntgenstralenkegel slechts geringe bewegingsvrijheid loodrecht op de straal (rechts) en nog minder vanuit de loodrechte stand naar vóórwaartsche richtingen (links). Bij plaatsing van de pastille onder een kleine hoek met de electronenstraal (*b*) wordt deze bewegingsvrijheid veel grooter en kunnen gemakkelijk twee röntgenstralenkegels, waarvan de assen ongeveer loodrecht op elkaar staan, tegelijkertijd worden gebruikt.

Ondanks de instelbaarheid van de beide röntgenstralenkegels komt men nu voor het gelijktijdig behandelen van twee patienten nog niet uit met de in het begin vermelde vrijheidsgraden (draaiing en loodrechte verschuiving) van de buis: men moet op zijn minst de beide patienten nog op verschillende hoogte ten opzichte van de buis kunnen brengen, dus de bedden moeten in hoogte verstelbaar zijn. Ter vergemakkelijking van het verkrijgen van de gewenschte stand voor beide patienten, en vooral

[4]) Bij de tot nu toe gebruikelijke constructies bedroeg de maximale belasting bij 400 kV en dezelfde focusafmetingen slechts 4 mA. — Bij 400 kV en 10 mA buisstroom bedraagt de röntgenintensiteit, bij het eigen filter van 0,7 mm Cu, 33 r/min op 1 m afstand van het focus.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ook om niet al te veel met de bedden te moeten manipuleeren, werden nog eenige, strikt genomen niet noodzakelijke, extra vrijheidsgraden aan de buis gegeven: zij kan in horizontale richting zoowel loodrecht op haar as als in de richting van de as nog 20 à 30 cm worden verschoven. De mogelijke verschuiving in verticale richting bedraagt 1,70 m, de mogelijke slag bij het draaien om de as 330°, zoodat bijv. ook met naar boven gerichte stralenbundel door het bed heen kan worden bestraald. Al deze bewegingen worden evenals het instellen van de diafragma's bewerkstelligd door de diverse handwielen, die men in fig. 1 ziet.

Behalve het uiteinde van de anode, waar zich de wolfraampastille bevindt, moest ook de anodepijp zelf over het grootste gedeelte van haar lengte door lood worden omgeven. Immers, de ca 15% van de primaire electronen, welke op de wanden van de pijp terechtkomen, wekken hier eveneens een intensieve röntgenstraling op. Echter is hier het emitteerend materiaal niet wolfraam, zooals van de pastille, maar chroom, daar de anodepijp gemaakt is van inwendig verchroomd koper. Aangezien dit metaal veel minder goed röntgenstralen emitteert dan wolfraam (circa 30% van de emissie van wolfraam) behoeft de looden mantel om de anodepijp slechts 6 mm dik te zijn. De anodepijp met haar koelmantel en de looden mantel wordt gedragen door een wijde stalen pijp, die ook de looden bol en bolkappen aan het uiteinde van de buis draagt en aan het geheel de noodige stevigheid geeft. Deze stalen pijp is draaibaar en axiaal verschuifbaar in het schot van de wand gemonteerd.

Voor de rest wijkt de constructie van de röntgenbuis niet veel af van hetgeen voor een spanning van 400 kV reeds eerder door Philips in practijk werd gebracht. Slechts enkele details mogen hier nog worden vermeld.

Voor het verkrijgen van de noodige spanningszekerheid is het principe van de onderverdeeling der spanning toegepast [5]): tusschen de kathode en het begin van de anodepijp is een metalen tusschenschot aangebracht, dat een opening bevat voor het doorlaten van de primaire electronenbundel en dat op een potentiaal halverwege tusschen die van kathode en anode wordt gebracht. De hoogspanning voor de buis wordt geleverd door een cascadegenerator met twee trappen, die men in fig. 1 in de achterste kamer ziet staan. Tusschen de beide trappen kan rechtstreeks de benoodigde spanning van 200 kV voor de tusschenelectrode van de buis worden afgenomen. Het verhitten van de kathode, die zich op een potentiaal van 400 kV tegen aarde bevindt, geschiedt door twee in serie geschakelde transformatoren, ieder met een isolatie voor 200 kV tusschen de primaire en de secundaire wikkeling.

De verschillende toevoerplaatsen voor de hoogspanning worden bij röntgenbuizen voor deze spanningen in het algemeen omgeven met groote, goed afgeronde metalen kappen, om de electrische veldsterkten in de ruimte rondom de buis voldoende laag te houden: het veld wordt „gehomogeniseerd", dwz. men tracht zoo goed mogelijk het geval van het homogene veld tusschen twee vlakke evenwijdige electroden te benaderen, waarbij immers de veldsterkte kleiner is dan bij eenige andere configuratie met dezelfde afstand. In ons geval was het aanbrengen van groote metalen kappen niet gewenscht om het gewicht van de toch al zeer zware buis niet nog verder te verhoogen. Daarom is hier de homogeniseering van het veld verwezenlijkt met behulp van sproeiranden, d.z. getande metalen schijven. Tengevolge van de hooge electrische veldsterkte aan de tanden van een dergelijke rand treedt daar een corona-ontlading op, die gepaard gaat met een ionisatie van de lucht. Dientengevolge wordt de lucht in de nabijheid van de rand in zekere mate geleidend en deze geleidende laag lucht heeft dan dezelfde werking alsof daar ter plaatse een metalen geleider was aangebracht. In *fig. 4* is de sproeirand aan de kathodetoevoer van de buis goed te zien.

De verbinding van de kathode met de 400 kV-pool van de hoogspanningsgenerator moet aan de buis de noodige bewegingsvrijheid laten in de verticale en in de beide horizontale richtingen alsmede voor de draaiing. Hiervoor werd een flexibele metalen slang gebruikt. Een kap in de vorm van een lange, rechtop staande open bak, die in fig. 4 in het midden te zien is, zorgt er voor, dat in alle standen van de buis het veld aan de 400 kV-pool voldoende gehomogeniseerd blijft.

De röntgenbuis kan desgewenscht ook op een lagere spanning dan 400 kV worden bedreven. Hiertoe is de ingangsspanning van de cascadegenerator met behulp van een autotransformator in een groot aantal trappen regelbaar gemaakt. Bij het varieeren van de spanning op de röntgenbuis moeten echter ook de stroomsterkten van de twee magneetspoelen, die voor de focusseering van de electronenbundel in de anodepijp zorgen, worden gevarieerd. Immers, de afbuigende werking van het magnetische veld op de electronen is omgekeerd evenredig met hun snelheid, dus omgekeerd evenredig met de wortel uit de buisspanning (indien men afziet van relativistische correcties). De dienover-

[5]) Voor een uitvoerige bespreking van dit thans alom aanvaarde principe zie het in noot [1]) aangehaalde artikel.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

eenkomstige regeling van de spoelstroomen geschiedt automatisch, daar de voedingsgelijkrichter met de spanningsregelaar is gekoppeld. De spanningsregelaar bevindt zich op de bedieningslessenaar van de installatie, waar de buisspanning, gemeten te openen resp. af te sluiten. Hiertoe zijn aan de beide poorten twee 13 mm dikke looden schuiven aangebracht, welke door twee kleine, op het uiteinde van de buis gemonteerde servomotoren vanaf de bedieningslessenaar kunnen worden be-

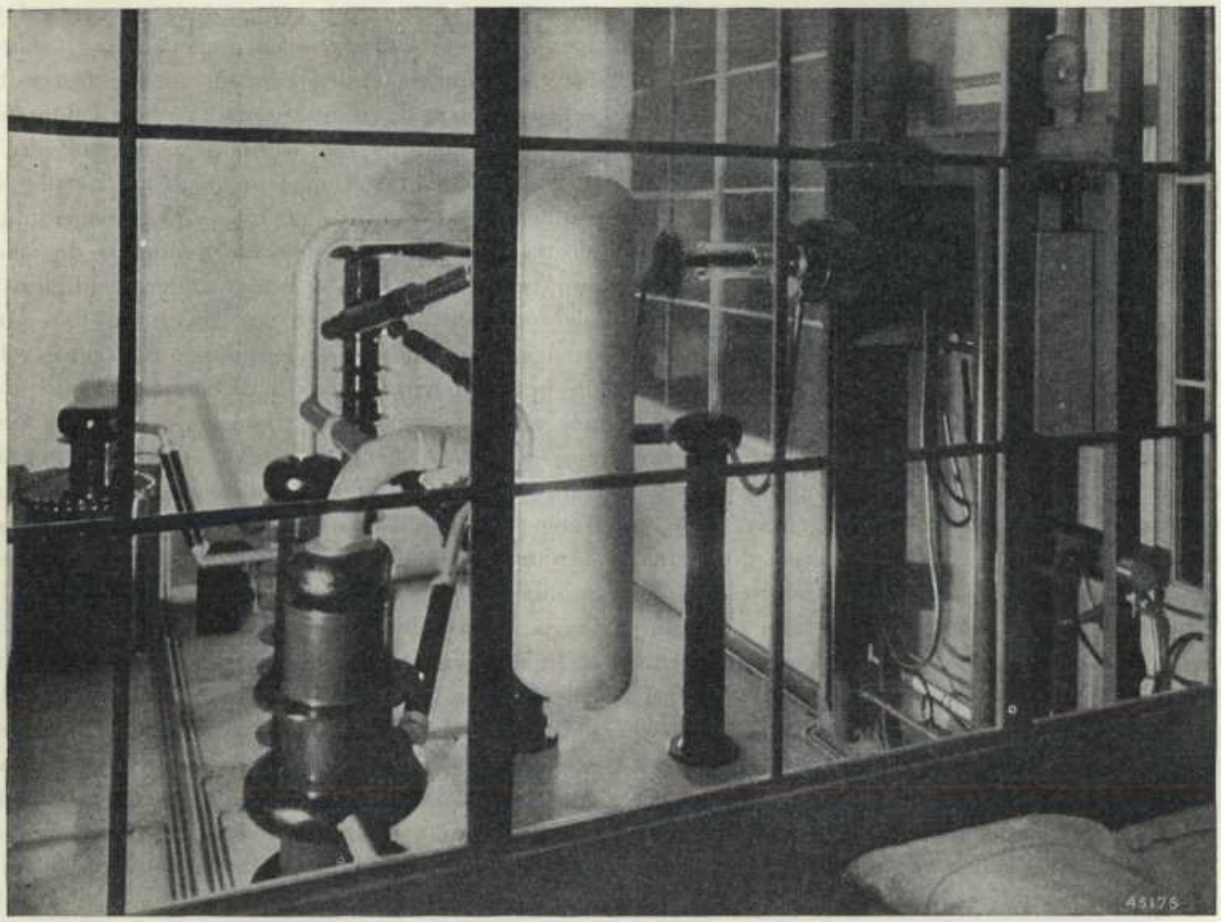

Fig. 4. Kijkje in de hoogspanningsruimte. Rechts het uiteinde van de röntgenbuis, die dwars door de wand steekt. Men ziet duidelijk de spanningstoevoer voor de kathode met een sproeirand, en in het midden de groote holle electrodebak voor het homogeen houden van het veld bij het verticaal en horizontaal verschuiven van de buis. Eveneens ziet men, rechts daarvan, de spanningstoevoer voor de tusschenelectrode van de buis. Links vóóraan de transformatoren voor de kathodeverhitting. Op de achtergrond de cascadegenerator.

door de stroomsterkte in een parallel aan de buis geschakelde weerstand, rechtstreeks op een meter kan worden afgelezen. De stroom door de buis kan bij de lagere spanningen worden opgevoerd tot maximaal 20 mA, zoodat de buis ook bij een spanning van 200 kV nog vol kan worden belast.

Op de bedieningslessenaar bevinden zich nog verschillende hulpinstrumenten, zooals het aanwijsinstrument van de dosismeter, waarmee elke bestraling wordt gecontroleerd. De bestraling van elk der twee patienten kan onafhankelijk van elkaar worden begonnen en beëindigd door de desbetreffende „poort" van de looden bollen om de pastille diend. De stand van deze schuiven, open of dicht, wordt door signaallampjes aangegeven. Bovendien zijn nog twee series van 6 signaallampjes aanwezig, die correspondeeren met 6 verschillende stralenfilters, die voor elk der beide poorten kunnen worden geschoven. Op deze wijze kan de dokter of assistente, die de bestraling verzorgt en die met het oog op de strooistraling van de patienten de bestralingskamer tijdens een behandeling onder geen voorwaarde mag betreden, zich toch ten allen tijde er van overtuigen, of het juiste filter ingeschakeld is en of niet vergeten is, om de schuiven te openen resp. te sluiten.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

HET RADIO-ONDERZOEK DER IONOSFEER

door C. J. BAKKER. 621.396.11 : 551.510.535

Dit artikel bevat een overzicht der onderzoekingen betreffende de hoog in de atmosfeer aanwezige lagen van geïoniseerde lucht (ionosfeer), die radiogolven naar de aarde kunnen terugkaatsen, waardoor radio-ontvangst tot op groote afstand achter de horizon van de zender mogelijk is. Verschillende bij de ontvangst op korte golf optredende verschijnselen, zooals sluiereffect (fading) en stille zône vloeien uit de aanwezigheid der ionosfeer voort.

Van de ionosfeer kunnen de ionendichtheid en de zoogenaamde „effectieve" hoogte uit meetresultaten worden afgeleid. Het blijkt, dat vooral de eerste van deze grootheden, en ook de ontvangst van korte golven, in sterke mate afhangt van de zon, nl. van de hoogte boven de horizon en van de eruptieve activiteit. De voornaamste, doch niet de eenige oorzaak van de ionisatie is dan ook de bestraling der atmosfeer met zonlicht en wel met het gedeelte van het spectrum in het verre ultraviolet. Dit gedeelte van het zonnespectrum wordt bij de ionisatie geabsorbeerd en is dus op aarde niet waar te nemen. Interessante conclusies over de intensiteit van de zonnestraling in het verre ultraviolet kan men trekken uit de experimenteel, met behulp van gereflecteerde radiogolven, over de ionosfeer verkregen gegevens.

Na het tot stand brengen van de eerste draadlooze transatlantische verbinding door Marconi in 1901 ontstond al spoedig een discussie over de vraag, hoe het mogelijk was, dat de uitgezonden electromagnetische golven om het gekromde aardoppervlak heen het ontvangstation bereikten. Was de voortplanting der golven rechtlijnig, dan kon men signalen van een zender, die zich achter de horizon bevond, nooit ontvangen. Men moest dus aannemen, dat de weg van de golven geen rechte was, doch een gekromde of een gebroken lijn. Beide hypothesen vonden verdedigers.

Reeds één jaar na Marconi's experimenten stelden Kennelly en Heaviside onafhankelijk van elkaar de hypothese op, dat de hoog gelegen, zeer verdunde luchtlagen voor de electrische golven als spiegel dienen en de radiosignalen naar het aardoppervlak terugkaatsen. De voortplanting der golven zou dan volgens gebroken lijnen kunnen geschieden. Het reflecteerend vermogen van deze hoogere luchtlagen zou zijn oorzaak vinden in een ionisatie van de lucht, dwz. een splitsing van de moleculen in electronen en positieve ionen. Kennelly schatte de onderste grens van het ionisatiegebied, de zg. ionosfeer, op 80 km hoogte, hetgeen, zooals wij thans weten, tamelijk juist is, althans wat de orde van grootte betreft.

Intusschen had men ook getracht om zonder de hypothese van een reflecteerende laag de mogelijkheid van ontvangst achter de horizon te verklaren. Verschillende theoretici (o.a. Rayleigh, Poincaré, later Watson, Sommerfeld, Bremmer en Van der Pol[1])) hebben aangetoond, dat de electromagnetische golven langs het geleidende aardoppervlak worden gebogen, waardoor vooral bij lange golven nog ver achter de horizon een ontvangst mogelijk is.

In de loop van het onderzoek is nu gebleken, dat deze buigingstheorie niet moet worden beschouwd als een middel om de hypothese van reflecties tegen de ionosfeer overbodig te maken, maar dat beide theorieën elkaar uitstekend aanvullen. Bij radioverbindingen met golven beneden 10 m speelt de ionosfeer geen rol. In het zeer belangrijke golflengtegebied van 10 tot 50 m zou daarentegen het overbruggen van groote afstanden met relatief geringe energie onmogelijk zijn zonder de terugkaatsing der golven tegen de ionosfeer.

Tot ongeveer 1920 werd alleen gebruik gemaakt van golflengten boven 200 m. Nadat omstreeks die tijd het golflengtegebied beneden 200 m door overbrugging van de Atlantische Oceaan met betrekkelijk zwakke zenders zijn bruikbaarheid had bewezen, ging men er toe over op steeds kortere golven uit te zenden. Men stuitte hierbij op eenige nieuwe, bij de lange golf ontbrekende of slechts sporadisch voorkomende verschijnselen, waarvan de oorzaak, naar men vermoedde, lag in de aanwezigheid van de ionosfeer. Het bleek bijv., dat de ontvangst bij nacht in het algemeen sterker was dan overdag. Een ander verschijnsel was, dat radiopeilingen met korte golven des nachts aan grootere fouten onderhevig zijn dan bij dag. Hieraan kon nog worden toegevoegd het „sluiereffect" (fading) en het feit, dat de ontvangst met toenemende afstand van een ultra-korte-golf-zender niet voortdurend in sterkte afneemt, maar na een „stille zône" betrekkelijk abrupt weer een grootere intensiteit kan bereiken. Een interessant en ook uit technisch oogpunt bezien belangrijk verschijnsel is tenslotte,

[1]) Zie: Philips techn. T. 4, 257, 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

dat het poollicht, de magnetische stormen (dwz. sterke veranderingen van de grootte en de richting van het aardmagnetische veld) en bepaalde soorten sluiereffect ten nauwste met elkaar in verband blijken te staan. Zoo was het bijv. in 1928 aanvankelijk onmogelijk met de bij Spitsbergen verongelukte expeditie van Nobile in draadloos contact te komen, daar deze pogingen samenvielen met magnetische stormen in de Noorderlichtzône.

De genoemde verschijnselen zijn het onderwerp geworden van een diepgaand onderzoek, dat in vele landen wordt uitgevoerd. De stand van dit onderzoek is nu zoodanig, dat niet alleen van de technische zijde beschouwd een vrij volledig inzicht is verkregen in de oorzaken en het mechanisme van vele der genoemde verschijnselen, doch dat bovendien verschillende nieuwe gebieden van geophysisch, meteorologisch en astrophysisch onderzoek zijn ontsloten.

Breking en terugkaatsing van radiogolven door de ionosfeer

Een radiogolf is een electromagnetische golf, die zich alleen door de golflengte van een lichtgolf onderscheidt. Men kan dus verwachten, dat de breking en terugkaatsing der radiogolven tegen de ionosfeer in vele opzichten de uit de optica bekende wetten volgt. Wij willen derhalve de eigenschappen van de ionosfeer op de in de optica gebruikelijke wijze trachten te karakteriseeren door aan elk punt in de ruimte een bepaalde brekingsindex toe te kennen. Wat moet nu onder deze brekingsindex worden verstaan? Voor het geval, dat de dissipatie mag worden verwaarloosd, laat zich deze op eenvoudige wijze afleiden.

Volgens een bekende relatie van Maxwell staat de brekingsindex van een stof in verband met de diëlectrische constante ε door middel van de betrekking:

$$n^2 = \varepsilon . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Wij kunnen dus de brekingsindex bepalen door na te gaan, hoe een gas van de aard van de ionosfeer zich als diëlectricum gedraagt. Hierbij willen wij de ionosfeer voorloopig beschouwen als een homogeen gas, dat, behalve de moleculen, N electronen en N positieve ionen per cm^3 bezit.

Men stelle zich voor, dat in een dergelijk gas electrische trillingen worden opgewekt met een hoekfrequentie ω en een amplitude E_0. Dit electrische wisselveld geeft in een diëlectricum aanleiding tot electrische stroomen, waarvan wij de dichtheid j willen noemen. De diëlectrische constante is dan gedefinieerd door

$$\varepsilon = j/j_1,$$

waarbij j_1 de verschuivingsstroom voor vacuum voorstelt.

De electrische stroom j bestaat in het algemeen uit twee componenten, waarvan de eerste de zoojuist genoemde verschuivingsstroom voor vacuum is. Deze is gegeven door:

$$j_1 = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{dE}{dt} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

De tweede component j_2 is een convectiestroom, toe te schrijven aan een werkelijke verplaatsing van ladingen. Is N het aantal geladen deeltjes per cm^3, e de lading en v de snelheid, dan geldt:

$$j_2 = N e v$$

en de diëlectrische constante is dus:

$$\varepsilon = (j_1 + j_2)/j_1 = 1 + \frac{4\pi\, Nev}{dE/dt} \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Voor vrije electronen, zooals deze in de ionosfeer aanwezig zijn, is de snelheid v gemakkelijk te berekenen [2]). De versnelling van deeltjes met lading e en massa m is bepaald door de vergelijking

$$m\frac{dv}{dt} = eE. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Wanneer nu E sinusvormig met een hoekfrequentie ω verandert, dan geldt hetzelfde ook voor v, dwz.:

$$\frac{d^2v}{dt^2} = -\omega^2 v.$$

Hieruit en uit verg. (4), naar t gedifferentieerd, volgt dan:

$$v = -\frac{e\, dE/dt}{m\omega^2}.$$

Door dit in (3) te substitueeren verkrijgt men:

$$n^2 = \varepsilon = 1 - \frac{4\pi Ne^2}{m\omega^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

De schijnbare diëlectrische constante is dus kleiner dan 1, omdat de convectiestroom in tegenfase is met de verschuivingsstroom, en hetzelfde geldt ook voor de brekingsindex. De ionosfeer is dus, in optische taal gesproken, een dunnere middenstof dan de leege ruimte.

Nu is het bekend, dat een golf, die uit een optisch dichter medium overgaat in een optisch dunner medium, niet alleen gebroken, maar ook totaal

[2]) Behalve vrije electronen bevat de ionosfeer een even groot aantal positieve ionen. Daar deze echter een ongeveer 50 000 maal grootere massa bezitten, worden zij door de electrische velden in veel mindere mate versneld, zoodat wij in de practijk als beweeglijke deeltjes alleen de vrije electronen in aanmerking behoeven te nemen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gereflecteerd kan worden. Is n de brekingsindex van het dunnere medium, n' die van het dichtere medium, dan luidt de voorwaarde voor totale reflectie $n \leqslant n' \sin \alpha$, waarin α de invalshoek op het reflectievlak voorstelt. In ons geval is $n' = 1$. Beschouwen wij nu eerst het geval $\alpha = 0$ (signaal verticaal omhoog), dan luidt de voorwaarde $n < 0$ of, volgens (5):

$$\frac{4\pi\ Ne^2}{m\omega^2} \geqslant 1. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Voor voldoend lage waarden van ω is steeds aan deze voorwaarde voldaan; signalen van lage frequentie worden dus door de ionosfeer totaal gereflecteerd. Boven een bepaalde frequentie is dit echter niet meer het geval; voor de critische frequentie geldt volgens verg. (6):

$$\frac{4\pi\ Ne^2}{m\omega^2_{\text{crit}}} = 1, \quad \text{of} \quad f^2_{\text{crit}} = \frac{Ne^2}{\pi m}. \quad . \quad . \quad (7)$$

De critische frequentie f_{crit} is dus een maat voor de electronendichtheid N in de ionosfeer.

De verticaal omhoog gezonden signalen, waarvoor wij de critische frequentie hebben berekend, zijn voor het onderzoek van de ionosfeer van groote beteekenis, zooals wij in het onderstaande nog zullen bespreken. In de practijk van de radio-overdracht heeft men echter meestal te maken met schuin omhoog loopende golven. De kans op totale reflectie wordt daardoor vergroot. Is α de hoek van de golf met de verticaal, dan geldt voor totale reflectie $n \leqslant \sin \alpha$ of, volgens verg. (5),

$$1 - \frac{4\pi\ Ne^2}{m\omega^2} \leqslant \sin^2 \alpha = 1 - \cos^2 \alpha \, . \, . \quad (8)$$

Stellen wij hierin $\alpha = 0$, dan verkrijgen wij weer verg. (6) voor de critische frequentie. Kiezen wij omgekeerd een willekeurige frequentie f, die grooter is dan f_{crit}, dan levert ons verg. (8) een critische reflectiehoek:

$$\cos^2 \alpha_{\text{crit}} = \frac{4\pi\ Ne^2}{m\omega^2} = \frac{Ne^2}{\pi m f^2} = \frac{f^2_{\text{crit}}}{f^2}. \quad . \quad (9)$$

Reflectie treedt slechts op voor $\alpha > \alpha_{\text{crit}}$, terwijl golven met $\alpha \leqslant \alpha_{\text{crit}}$ door de ionosfeer heen gaan. Practisch komt dit hierop neer, dat men pas op een bepaalde minimale afstand van de zender de teruggekaatste signalen kan waarnemen.

Een vereenvoudigde voorstelling van de toestand is gegeven in *fig. 1a*. Hierbij is ondersteld, dat de hoogte van de ionosfeer zoo gering is ten opzichte van de straal der aarde, dat de aarde als plat kan worden beschouwd en dat bovendien de terugkaatsing tegen de ionosfeer volgens een scherpe knik plaats heeft.

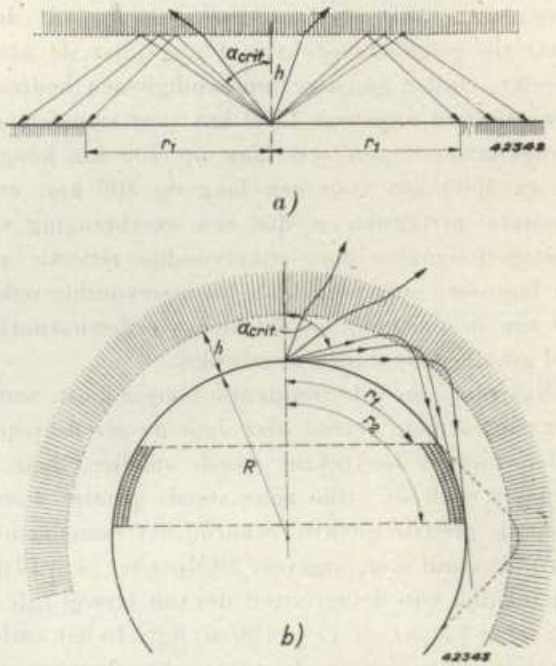

Fig. 1. Reflectie van golven tegen de ionosfeer bij plat ondersteld aardoppervlak en scherp onderstelde reflectie (*a*) en bij gekromd aardoppervlak en meer geleidelijke reflectie (*b*). Stralen met een hoek kleiner dan α_{crit} worden niet teruggekaatst, maar gaan door de ionosfeer heen. Het gebied, waarop de éénmaal gereflecteerde golven terechtkomen, is begrensd door een minimale straal r_1 (stille zône) en bij het gekromde aardoppervlak ook door een maximale straal r_2.

Het feit, dat de gereflecteerde straling pas op een bepaalde afstand r_1 waarneembaar wordt, is in de practijk bekend als „stille zône" [3]). Heeft men met het geval *a* te maken, dan kan men de straal van de stille zône gemakkelijk berekenen en vindt:

$$r^2_1 = 4h^2 \left| \frac{\pi f^2 m}{Ne^2} - 1 \right|,$$

waarbij h de hoogte van die laag van de ionosfeer is, waartegen de straling wordt gereflecteerd. Daar deze hoogte eenige honderden kilometers kan bedragen, is echter de onderstelling van een plat vlak als aardoppervlak in vele gevallen niet voldoende nauwkeurig, zoodat de kromming van de aarde in rekening dient te worden gebracht. Bovendien is de knik bij de terugkaatsing niet zoo scherp, daar de grenzen van de ionosfeer min of meer vaag zijn, zoodat een meer geleidelijke ombuiging optreedt.

Neemt men deze beide factoren in aanmerking, dan verkrijgt men het in fig. 1*b* weergegeven

[3]) Binnen de stille zône kunnen op onregelmatige tijden nog wel eens signalen worden ontvangen, die echter ongeschikt zijn voor geregelde communicatie; de terugkaatsing vindt dan waarschijnlijk plaats aan onregelmatig optredende electronenwolken in of tusschen de normale ionosfeerlagen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

beeld. Het gebied, dat bestreken wordt door de aan de ionosfeer gereflecteerde straling, heeft dan niet alleen een binnenste grens r_1 (stille zône) maar ook een buitenste grens r_2, nl. daar waar de gereflecteerde straal nog juist de aarde bereikt. Onder gunstige omstandigheden bedraagt deze afstand ongeveer 1700 km voor signalen, die terugkaatsen tegen een laag op 100 km hoogte, en ca 3600 km voor een laag op 300 km; over grootere afstanden is dus een overbrenging van kortegolf-signalen door enkelvoudige reflectie aan de ionosfeer niet mogelijk. Bij meervoudige reflectie aan de aarde en de ionosfeer worden natuurlijk wel grootere afstanden overbrugd.

Naarmate men de frequentie hooger kiest, wordt het ringvormige gebied, dat door de gereflecteerde golven wordt bestreken, steeds smaller, daar de straal r_1 van de stille zône steeds grooter wordt. Voor de grensfrequentie, waarbij het samenkrimpt tot nul, vindt men ongeveer 30 Mper/sec ($\lambda = 10$ m), afhankelijk van de activiteit der zon, terwijl f_{crit} bij ongeveer 3 Mper/sec ($\lambda = 100$ m) ligt. In het onderstaande zullen wij op de numerieke gegevens uitvoeriger ingaan en ook bespreken, wat deze ervaringscijfers ons kunnen leeren over de hoogte en de toestand van de ionosfeer.

Hoogte en electronendichtheid van de ionosfeer

Het experimenteele onderzoek der ionosfeer wordt in vele landen ter wereld uitgevoerd, zoodat in weerwil van het feit, dat het onderzoek slechts enkele tientallen jaren aan de gang is, reeds een groot aantal waarnemingsresultaten ten dienste staan.

De gegevens, welke het meeste belang inboezemen, zijn de hoogte van de ionosfeer en de grootte der ionisatie.

Voor de bepaling der hoogte zijn verschillende methoden in gebruik. Een methode, die Appleton oorspronkelijk heeft toegepast, maakt gebruik van interferenties tusschen de zg. grondgolf en de straling, die aan de ionosfeer wordt gereflecteerd (zie *fig. 2*). De afstand tusschen zender en ontvanger wordt zoo groot gekozen, dat de intensiteit van de ontvangen grondgolf ongeveer gelijk is aan die van de gereflecteerde golf. De beide golven zullen elkaar versterken, wanneer $2\,(a-a') = m\,\lambda$; zij verzwakken elkaar voor $2\,(a-a') = (m + {}^1/_2)\,\lambda$ (m een geheel getal; λ golflengte).

Wordt nu de golflengte continu verkleind van λ tot λ', dan ontvangt men beurtelings versterkte en verzwakte signalen. Het aantal malen, dat een versterkt signaal wordt ontvangen, is

$$\mu = 2(a-a')/\lambda' - 2(a-a')/\lambda.$$

Door nu μ, a, λ en λ' te bepalen, kan a' en dus ook h' worden berekend. Deze „effectieve hoogte" h' is grooter dan de werkelijke hoogte van het punt, waar de reflectie plaats vindt, daar de snelheid,

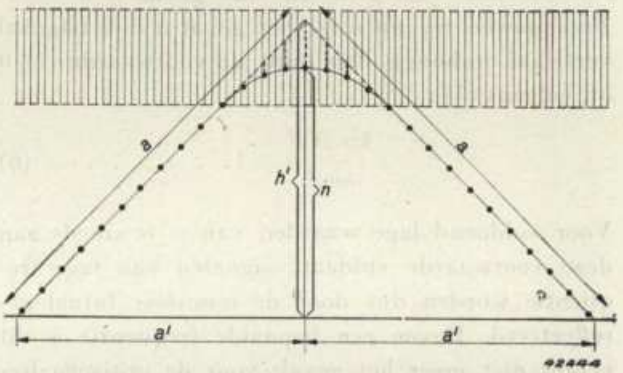

Fig. 2. Bepaling van de effectieve hoogte h' van de ionosfeer uit interferenties tengevolge van het wegverschil $a-a'$. Zooals men ziet, is de werkelijke hoogte kleiner, daar de golven geen scherpe terugkaatsing ondergaan, doch geleidelijk worden omgebogen. De stippen op de lijn, die de weg van de electrische golf aangeeft, stellen tijdmarkeeringen voor en laten zien, dat de afronding van de knik geen vermindering van de looptijd tengevolge heeft, daar het signaal zich in de ionosfeer langzamer voortplant.

waarmee een signaal zich in de ionosfeer voortplant, kleiner is dan de lichtsnelheid c in vacuum.

Het verschijnsel, waarop de methode van Appleton berust, nl. de interferentie van de golven, die langs verschillende wegen van de zender naar de ontvanger zijn gelopen, uit zich bij de normale radio-ontvangst als het welbekende „sluiereffect" (fading).

De interpretatie van de meetresultaten is bij de methode van Appleton vrij lastig. Derhalve wordt tegenwoordig meestal een andere methode toegepast en wel de door Breit en Tuve ontwikkelde „echomethode", waarop overigens ook de tegenwoordig alom besproken „radar" is gebaseerd.

Met behulp van een zender worden in tusschenpoozen van bijv. 1/50 sec korte golftreintjes recht omhoog gezonden (zie *fig. 3*). Een ontvanger, niet ver van de zender verwijderd, registreert de grond-

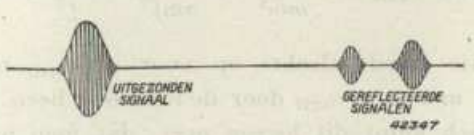

Fig. 3. Het uitgezonden signaal en gereflecteerde signalen bij de bepaling der effectieve hoogte van de ionosfeer volgens de methode van Breit en Tuve.

golf en even daarna de echo's, die ontstaan door terugkaatsing aan de ionosfeer. Uit de tijd t_e, die verloopt tusschen de ontvangst van de grondgolf en de gereflecteerde golf, (echotijd), kan men dan

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de effectieve hoogte h' van de ionosfeer berekenen volgens $h' = {}^1/_2\, ct_e$.

Eenige resultaten, verkregen volgens de echomethode van Breit en Tuve, zijn in *fig. 4* weergegeven. Het registrogram laat de echotijd van het gereflecteerde signaal zien als functie van de frequentie. Het blijkt, dat tot ongeveer 4 Mper/sec ($\lambda = 75$ m) een echotijd van 60 microseconden optreedt, overeenkomende met een schijnbare hoogte van 100 km. Bij frequenties boven 3,5 Mper/sec begint de echotijd geleidelijk toe te nemen; blijkbaar dringen golven met deze frequenties iets dieper in de ionosfeer door. Bij 4 Mper/sec wordt de critische frequentie gepasseerd. Het signaal, dat boven deze grens door de onderste laag van de ionosfeer heendringt, verdwijnt echter niet in de wereldruimte, maar wordt aan een hooger gelegen laag teruggekaatst ($h \approx 200$ km). Deze zg. F_1-laag is veel minder scherp begrensd dan de daaronder gelegen laag, welke als E-laag wordt aangeduid.

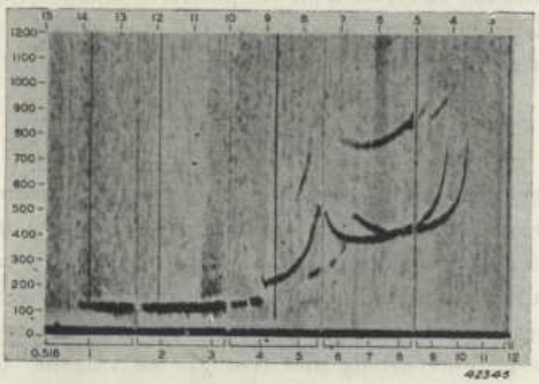

Fig. 4. Opname van de effectieve hoogte van de ionosfeer in km als functie van de frequentie in Mper/sec bij hoogstaande zon. Registrogram van Carnegie Institution, Washington; overgenomen uit Darrow, Bell Syst. techn. J. **19**, 455, 1940.

Dit blijkt in het diagram uit het feit, dat de hoogte, waarop de reflectie optreedt, sterk toeneemt met de frequentie. Bij een frequentie van 5,5 Mper/sec dringt het signaal ook door de F_1-laag heen, en nu treedt reflectie op tegen de zg. F_2-laag, die een hoogte van 300 km heeft. Pas bij een frequentie van 10 Mper/sec kunnen de golven deze laag doordringen en verdwijnt het signaal in de wereldruimte.

Het diagram vertoont in het frequentiegebied, waarin de F_2-laag werkzaam is, nog een tweede echo, die kan worden toegeschreven aan golven, die tweemaal de weg van de aarde naar de ionosfeer en terug hebben afgelegd. Verder ziet men een eigenaardige verdubbeling van de diagramlijnen. Dit laatste effect hangt samen met het aardmagnetische veld en zal verderop in dit artikel nog in het kort worden besproken.

De critische frequenties, welke voor de reflecties aan de verschillende lagen worden gevonden, maken het mogelijk de electronendichtheid N te berekenen op de plaats, waar de golven worden teruggekaatst. Deze is nl. volgens verg. (7):

$$N = \frac{\pi m f^2_{\text{crit}}}{e^2} = 1{,}24 \cdot 10^{-8} f^2_{\text{crit}} \quad . \quad (10)$$

Door combinatie van bepalingen van N met metingen van h' kan men een tamelijk volledig beeld verkrijgen van de verdeeling der electronen over de verschillende lagen der ionosfeer.

Resultaten van het onderzoek

De toestand van de ionosfeer blijkt, afgezien van systematische variaties met het jaargetijde en met de stand van de zon, vrij sterke schommelingen te vertoonen. Electronendichtheden, 10 maal zoo groot als de gemiddelde, komen voor. In het algemeen kan men het volgende vaststellen:

Op een hoogte van ongeveer 50 km bevindt zich bij dag een zwak geïoniseerde laag („ozon"- of D-laag). Des nachts is de electronendichtheid in de D-laag zeer gering. De tweede laag (E-laag) is permanent en bevindt zich op ongeveer 120 km hoogte. Daarboven zijn op 200 en 300 km hoogte nog minstens twee andere lagen aanwezig (F_1 en F_2), die bij dag min of meer gescheiden zijn, doch die zich onmiddellijk na zonsondergang vereenigen tot de F-laag. Op winterdagen is soms de scheiding tusschen de F_1- en de F_2-laag niet waar te nemen. Tusschen de E- en de F_1-laag treedt op zeer onregelmatige tijden nog een laag van beperkte uitgestrektheid op, die wel E_2-laag wordt genoemd (Amerikaansch: „sporadic E-layer"); in de zomer wordt deze dikwijls in de morgen- en in de avonduren waargenomen. Soms treedt de E_2-laag in alle jaargetijden in de avond op.

De volgende tabel geeft een overzicht van de gemiddelde toestand der ionosfeer op het midden van een zomerdag op gemiddelde breedte op aarde:

Laag	effectieve hoogte (km)	critische frequentie (Mper/sec)	maximale electronendichtheid (aantal deeltjes/cm³)
D	50	$<0{,}4$	$<2{,}5 \cdot 10^3$
E	120	2,5	10^5
F_1	200	5,0	$4 \cdot 10^5$
F_2	300	8,0	10^5

Ter vergelijking moge dienen, dat uit het radio-onderzoek der ionosfeer volgt, dat de moleculaire dichtheid van de atmosfeer op de hoogte van de maximale ionisatie van de E-laag van de orde van

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

grootte van 10^{12} moleculen per cm^3 is, terwijl dit aantal in de F-laag ongeveer 10^{11} bedraagt.

De vraag is gerezen, of nog meer lagen aanwezig zijn. Het is inderdaad zeer goed mogelijk, dat wij niet alle lagen kunnen waarnemen; immers, een laag kan zich alleen manifesteeren, wanneer haar ionisatie sterker is dan die van alle daaronder gelegen lagen, zoodat haar grensfrequentie hooger is dan de laagste frequentie van de golven, welke door de daaronder gelegen lagen kunnen dringen. Soms zijn er zwakke aanduidingen van andere dan de genoemde lagen gevonden. Er kunnen zich echter bedriegelijke verschijnselen voordoen, die oogenschijnlijk wijzen op het bestaan van een geïoniseerde laag, hoewel deze niet aanwezig is. In dit verband is het belangwekkend, dat Hals in 1927 echo's heeft ontvangen, waarvan de echotijd van de orde van grootte van 10 tot 30 sec was. Dit zou wijzen op een reflecteerende laag ver buiten de baan der maan in een gebied, waar volgens Störmer inderdaad een sfeer van geladen deeltjes kan worden verwacht. Of dit wel de juiste verklaring is voor de oorzaak der echo's met lange looptijd, mag worden betwijfeld.

De oorzaken voor het complexe karakter van de ionosfeer staan nog niet met zekerheid vast. Waarschijnlijk hangt dit verschijnsel samen met de absorptie van verschillende gedeelten van het zonnespectrum op verschillende hoogte van onze atmosfeer. De bovenste lagen van de ionosfeer worden waarschijnlijk niet alleen door licht geïoniseerd, maar ook door geladen deeltjes, welke eveneens afkomstig zijn van de zon.

Welke gassen van onze atmosfeer de ionisatie ondergaan, is eveneens nog onzeker. Men zou kunnen denken, dat onze dampkring op 200 tot 400 km hoogte grootendeels niet meer uit stikstof bestaat maar uit lichtere gassen, bijv. waterstof en helium. Een directe aanwijzing voor de aanwezigheid van deze gassen is echter niet gevonden, hoewel men bijv. in het spectrum van het Noorderlicht, dat op de in aanmerking komende hoogten ontstaat, veel hiernaar heeft gezocht.

Eén van de banden van het Noorderlichtspectrum kon worden toegeschreven aan het positieve ion van het stikstofmolecuul, zoodat het optreden van de reactie $N_2 \rightleftarrows N_2^+ + e$ hiermee is bewezen. Dit proces is waarschijnlijk één der oorzaken van de ionisatie in de F-laag.

Dagelijksche, jaarlijksche en andere periodieke variaties

Op het verband tusschen de stand van de zon en de toestand der ionosfeer is in het voorgaande reeds gewezen. Deze samenhang maakt het waarschijnlijk, dat de ionisatie grootendeels wordt veroorzaakt door de ultraviolette straling der zon. Voor de E-laag kan dit vermoeden zelfs kwantitatief worden bevestigd, door op grond van de wetten van het moleculaire evenwicht de electronendichtheid te berekenen als functie van de stand der zon.

Voor de verandering van de electronendichtheid per seconde geldt de volgende formule:

$$\frac{dN}{dt} = q - \alpha N^2.$$

Hierin is q het aantal electronen, dat per seconde per cm^3 in de ionosfeer wordt gevormd, en αN^2 het aantal, dat zich per seconde per cm^3 weer vereenigt met de positieve ionen; α is de zg. recombinatiecoëfficient. Dat de snelheid van de recombinatie wordt bepaald door het kwadraat van N, is duidelijk, indien men bedenkt, dat de kans voor de recombinatie evenredig is met het product van de concentraties der electronen en der positieve ionen. Onderstelt men een evenwichtstoestand, dwz. $dN/dt = 0$, dan geldt:

$$N = \sqrt{q/\alpha}.$$

De grootheid q hangt af van de zonshoogte, die uitgedrukt kan worden door de hoek χ, die de zonnestralen maken met de loodlijn. Beschouwt men in de ionosfeer een horizontaal vlakje van bijv. 1 cm^2, dan is het duidelijk, dat de hoeveelheid ultraviolette energie, die het vlakje treft, evenredig is met $\cos\chi$. Dus is N evenredig met $(\cos\chi)^{1/4}$ en volgens (10) beteekent dit:

$$f_{crit} \text{ evenredig met } (\cos\chi)^{1/4}. \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

Deze betrekking is in *fig. 5* ter vergelijking met de meetresultaten weergegeven. Het blijkt, dat de formule voor de E-laag tijdens een groot gedeelte van de dag met de verrichte waarnemingen overeenstemt. Hieruit kan worden geconcludeerd, dat de processen van ionisatie en recombinatie in de E-laag overdag inderdaad met elkaar in evenwicht zijn.

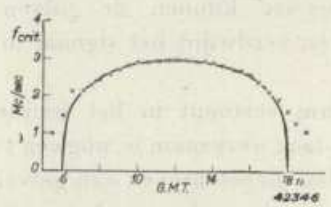

Fig. 5. Dagelijksche variatie van de critische frequentie (in Mper/sec) voor de E-laag, gemiddeld over 18 tot en met 23 Maart 1935; (ontleend aan Appleton, Proc. Roy. Soc. **162**, 451, 1937). De getrokken lijn geeft de variatie van de grootheid $(\cos z)^{1/4}$ weer, waarbij z de zenithafstand van de zon is. Behalve in de nachturen geeft de getrokken lijn het verloop van de critische frequentie goed weer. G.M.T. = Greenwich Mean Time = middelbare Greenwich tijd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De formule (11) beschrijft iets minder goed de variatie voor de F_1-laag en geldt zeker niet meer voor de F_2-laag. In deze lagen is het evenwicht van ionisatie en recombinatie dus niet aanwezig, hetgeen men kan begrijpen, indien men bedenkt, dat de processen in de ijlere atmosfeer wegens het kleinere aantal botsingen veel langzamer verloopen. Echter kan men ter verklaring ook onderstellen, dat de ionisatie door andere verschijnselen dan de ultraviolette stralen wordt bepaald. Waarschijnlijk werken beide oorzaken samen.

De andere bekende periodieke veranderingen in de toestand van de ionosfeer hangen eveneens samen met de zon. In de loop van een jaar varieeren de hoogten en vooral de electronendichtheden met het jaargetijde (zie *fig. 6*). In de zomer is in de E-laag en vooral in de F_1-laag de electronenconcentratie het grootst, hetgeen is te begrijpen, na wat er is gezegd over de invloed der zonshoogte. De F_2-laag gedraagt zich afwijkend; de grensfrequentie en dus ook de electronendichtheid bereikt 's winters een grootere waarde dan 's zomers. Hieruit concludeert men wel, dat de F_2-laag gevoelig voor de temperatuur is, waardoor 's zomers de laag vervaagt en stijgt, 's winters daarentegen dichter wordt en daalt.

Door Elias wordt op grond van proeven van hem en zijn medewerkers ondersteld, dat de nachtelijke ionisatie op 350-400 km effectieve hoogte wel te onderscheiden is van die bij dag en aan corpusculaire straling moet worden toegeschreven, of misschien gedeeltelijk aan electromagnetische straling van cosmische oorsprong.

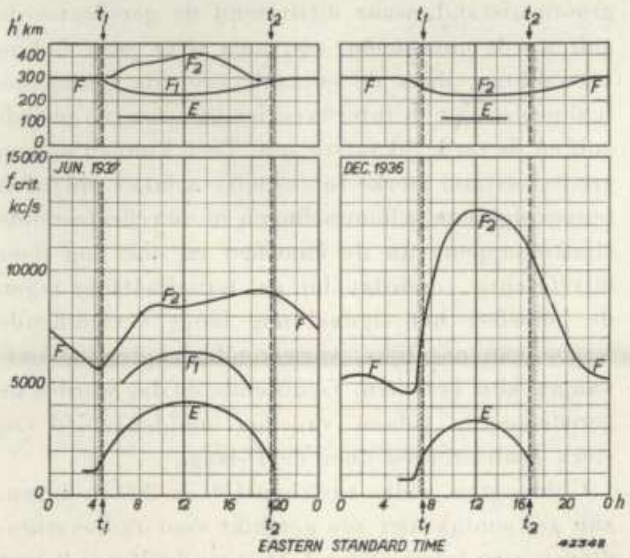

Fig. 6. Dagelijksche variatie en seizoenvariatie van de critische frequentie f_{crit} (in kper/sec) en van de effectieve hoogte h' voor de verschillende lagen van de ionosfeer (ontleend aan Smith, Gilliland en Kirby, J. Res. Bur. Stand. **21**, 835, 1938). t_1 zonsopgang; t_2 zonsondergang. Eastern standard time = middelbare standaardtijd van 75° Westerlengte (ongeveer de meridiaan van Philadelphia).

De elfjarige periode in het jaarlijks waargenomen aantal zonnevlekken schijnt overeen te komen met een evenlange periode in de electronendichtheden der ionosfeer. Volgens Smith, Gilliland en Kirby stegen gedurende de jaren 1932-1937 de electronen-dichtheden der E-, F_1- en F_2-laag met het aantal zonnevlekken (zie *fig. 7*).

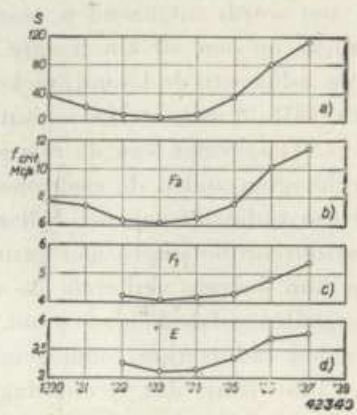

Fig. 7. Vergelijking van het jaargemiddelde van het aantal zonnevlekken s met de middagwaarden van de critische frequenties f_{crit} (in Mp=r/sec) voor de verschillende lagen F_2, F_1 en E in de betreffende jaren (ontleend aan Smith, Gilliland en Kirby, J. Res. Bur. Stand. **21**, 835, 1938).

Van belang zijn nog de veranderingen der ionosfeer tijdens een zonsverduistering. Het is gebleken, dat tijdens een eclips de electronendichtheid in de E- en F_1-laag sterk afneemt, doch vrijwel onmiddellijk na het einde der eclips weer de normale waarde bereikt. De electronendichtheden van deze lagen blijken ongeveer evenredig te zijn met het niet verduisterde gedeelte van de zonneschijf; die van de F_2-laag heeft een ander verloop en verandert in mindere mate. Dit kan ten deele worden toegeschreven aan een te kleine waarde van de recombinatiecoëfficiënt, doch het schijnt anderzijds het vermoeden te bevestigen, dat de ionisatie van de F_2-laag gedeeltelijk door een corpusculaire straling wordt veroorzaakt.

Ten slotte zijn in 1939 door Appleton en Weekes maangetijden in de ionisatie-toestand van de ionosfeer aangetoond. Deze invloed van de maan is echter zwak.

Storingen in de ionosfeer (fade-outs)

In het jaar 1935 publiceerde Dellinger zijn uitvoerig onderzoek van een belangrijke ontdekking door Jouaust, Mögel e.a. Op sommige tijdstippen kan men alle kortegolfsignalen, die over de dagzijde der aarde loopen, plotseling niet meer ontvangen.

Dit effect treedt zoo abrupt op, dat dikwijls aan een defect van het ontvangtoestel wordt gedacht. De duur der storing loopt van ongeveer tien mi-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

nuten tot een uur of langer. Dellinger wees op de gelijktijdigheid der storingen (fade-outs) over de geheele daghelft der aarde en toonde aan, dat er samenhang bestond met erupties in de chromosfeer van de zon. De verklaring van de fade-outs moet hierin worden gezocht, dat bij een eruptie een groote hoeveelheid ultraviolette straling door de eruptieplaats op de zon wordt uitgezonden, waardoor in de aardatmosfeer op een 50 km hoogte (*D*-laag) vooral door de α-lijn van de Lymanreeks met een golflengte van 1216 Å een sterke ionisatie wordt teweeggebracht. Tengevolge van de relatief groote druk op deze hoogten zullen de electronen, die in het veld van een radiogolf aan het trillen worden gebracht, voortdurend botsingen met gasmoleculen ondergaan en hun energie verliezen; de absorptie voor de radiosignalen is daardoor zoo groot, dat deze verdwijnen en het radioverkeer onmogelijk wordt.

Er is eenige aanwijzing, dat de ontvangststerkte van lange golven tijdens een fade-out toeneemt en niet afneemt. Daar deze golven door de *D*-laag op ongeveer 50 km hoogte worden gereflecteerd, is dit in overeenstemming met de verklaring, dat de fade-out te wijten is aan een toename van de ionisatie in de *D*-laag.

Er zijn ook storingen bekend door *D*-laag-absorptie, die niet zoo plotseling optreden en verdwijnen als de fade-outs en die langer duren, gewoonlijk verscheidene uren. De intensiteitsvermindering van de signalen is gewoonlijk ook niet zoo sterk als bij de fade-outs.

Storingen met een andere oorzaak komen voor tijdens de magnetische stormen en bij het optreden van het poollicht, dat weer blijkt samen te hangen met de elfjarige periode der zonnevlekken. Ten tijde van het optreden der magnetische stormen en poollichten dringen van de zon afkomstige materieele deeltjes de ionosfeer binnen en verstoren daar de normale toestand. Het onderzoek heeft geleerd, dat dan op groote geografische breedte de electronendichtheid der *E*-laag sterk stijgt. Op kleinere breedte schijnt in de eerste plaats de *F*-laag te worden beïnvloed; de electronendichtheid daalt en de effectieve hoogte stijgt, hetgeen wijst op een vervaging der laag.

Practische consequenties voor de radio-ontvangst

Aan de hand van het behandelde kan men zich een beeld vormen van de invloed der ionosfeer in de verschillende frequentiegebieden. Bij daguitzendingen op lange golf (kilometergolven) ligt de golf als het ware opgesloten tusschen de *D*-laag en het aardoppervlak. Het wegverschil tusschen de grondgolf en de tegen de *D*-laag teruggekaatste golf is tengevolge van de betrekkelijk geringe hoogte der *D*-laag meestal klein ten opzichte van de golflengte. Daardoor zijn deze golven niet duidelijk van elkaar gescheiden, maar vormen een gemeenschappelijk trillingsverschijnsel, dat zich voortplant evenwijdig met het aardoppervlak. Sluiereffect treedt zelden op.

Een eigenaardig verschijnsel, dat bij de lange golf door de ionosfeer kan worden veroorzaakt, is een soort kruismodulatie, waardoor de modulatie van een sterke zender kan worden overgebracht op de draaggolf van andere zenders (zg. Luxemburg-effect). Het eerst werd dit effect onafhankelijk van elkaar waargenomen door Butt en Tellegen, die constateerden, dat de modulatie van de zender Luxemburg ook te hooren was op eenige andere zenders, welke ten opzichte van de plaats van de ontvanger in ongeveer dezelfde richting, maar op grootere afstand waren gelegen. Dit effect moet worden toegeschreven aan niet-lineaire verschijnselen in de ionosfeer. Blijkbaar wordt de toestand van de ionosfeer boven een sterke zender op de lange golf iets beïnvloed in het rhythme van de modulatie, waardoor een wisselwerking der radiogolven ontstaat.

Op de middengolf, tusschen 200 en 600 m, komt voorts, vooral des nachts, dikwijls sluiereffect voor en wel vooral in die gebieden, waar de intensiteiten van de grondgolf en de tegen de *E*-laag gereflecteerde golf even groot zijn. De ontvangst is alleen perfect te noemen in de nabijheid van de zender (straal ongeveer 75 km), waar de grondgolf sterker dan de gereflecteerde golf wordt ontvangen. Op zeer groote afstand, waar uitsluitend de gereflecteerde golf wordt ontvangen, zou men weer geen fading verwachten, daar de oorzaak voor de fadingverschijnselen ligt in interferenties tusschen de grondgolf en de teruggekaatste golf. Toch kunnen ook op groote afstand sterke intensiteitsvariaties optreden tengevolge van schommelingen in de reflecteerende eigenschappen van de ionosfeer en ook nog door interferentie, doordat bij de terugkaatsing tegen de ionosfeer het signaal nog langs verschillende wegen van ongelijke, varieerende lengten de ontvanger kan bereiken. Gedurende de dag worden de gereflecteerde golven van het middengebied vrij sterk geabsorbeerd door de *D*-laag.

Golflengten, welke tusschen 100 en 200 m liggen, zijn gewoonlijk niet zoo geschikt voor radioverbindingen over lange afstand. De grondgolf wordt met toenemende frequentie steeds sterker gedempt door absorptie in de aarde en dit effect is bij 100-200 m reeds goed te merken. De gereflecteerde golf is zwak, daar deze soort golven sterk door de ionosfeer wordt geabsorbeerd. De oorzaak hiervan is

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

misschien ten deele te zoeken in het feit, dat de frequenties der trillingen, die de electronen om de krachtlijnen van het aardmagnetische veld uitvoeren, overeenkomen met de frequenties van dit golfgebied. Er is dus resonantie mogelijk en deze gaat altijd met absorptie gepaard.

De golflengten van 100-50 m en van 50-10 m zijn voor draadlooze communicatie weer zeer belangrijk. Vooral in het laatste gebied wordt de ontvangstmogelijkheid echter beperkt door het optreden van de stille zône. Bij dag geschiedt de reflectie hoofdzakelijk tegen de *E*-laag, bij nacht dringt de golf door de *E*-laag heen en wordt tegen de *F*-laag gereflecteerd.

Sluiereffect treedt in dit golflengtegebied sterk op. Voor ontvangers, die zich aan de rand van de stille zône bevinden, kan de gemiddelde signaalsterkte sterk varieeren, doordat de stille zône zich uitbreidt of samenkrimpt. Bij deze golven is de ontvangst sterk afhankelijk van de activiteit der zon. Speciaal voor trajecten, die langs de poollichtzônes op aarde gaan, is dientengevolge de ontvangst sterk wisselvallig.

De in het vorige hoofdstuk behandelde sterke sluierverschijnselen, die veroorzaakt worden door een storing van de normale toestand van de ionosfeer, treden juist in dit golfgebied sterk op.

Invloed van het aardmagnetische veld

In het voorgaande werd reeds vermeld, dat de golven in het gebied van 100-200 m door de ionosfeer sterk worden geabsorbeerd tengevolge van het aardmagnetische veld. Bij een nauwkeurig onderzoek blijkt dit niet de eenige werking van het magneetveld te zijn. Onder invloed van het aardmagnetische veld treedt namelijk een zoogenaamde dubbele breking op en men spreekt, evenals bij de voortplanting van licht in kristallen van de gewone en van de buitengewone component. Dat iets dergelijks moet bestaan, ziet men gemakkelijk in, indien men het gedrag aan de magnetische aequator nagaat, waar het aardmagneetveld horizontaal Noord-Zuid is gericht. Indien daar lineair gepolariseerde radiogolven omhoog worden gezonden, waarvan de electrische vector *E* eveneens Noord-Zuid is gericht, dan worden in de ionosfeer de electronen in de richting Noord-Zuid in trilling gebracht en zij ondervinden in hun beweging geen invloed van het aardmagneetveld. Voor de aldus gepolariseerde golven is de voortplanting in de ionosfeer onafhankelijk van het magneetveld en men spreekt derhalve van de gewone component. De buitengewone component vindt men daarentegen, indien men aan de magnetische equator radiogolven omhoog zendt, waarvan de electrische vector Oost-West is gericht; de in de ionosfeer door de radiogolven in trilling gebrachte electronen ondervinden dan een Lorentz-kracht met het gevolg, dat vergelijking (10) voor de electronendichtheid, waarbij reflectie optreedt, verandert in:

$$N = \frac{\pi m}{e^2} f(f \mp f_H) = 1{,}24 \cdot 10^{-8} f(f \mp f_H) \quad . . \quad (12)$$

waarin $f_H = \frac{e}{m} \frac{H}{2\pi c}$ de zg. Larmor-frequentie is, dwz. de frequentie, waarmee de electronen in het magneetveld cirkelbanen kunnen beschrijven, welke frequentie voor alle cirkels even groot is. Het bovenste teeken geldt voor $f > f_H$ en het onderste voor $f < f_H$. Voor een veldsterkte van ongeveer 0,5 gauss is $f_H \sim 1{,}5$ Mper/sec, hetgeen overeenkomt met een golflengte van ongeveer 200 m.

Indien radiogolven omhoog worden gezonden, waarvan de electrische vector *E* bijv. NW-ZO is gericht, dan treedt in de ionosfeer dubbele breking op. Ontvangen wordt een gewone component, die lineair N-Z is gepolariseerd, en een buitengewone component, die lineair O-W is gepolariseerd. Indien $f > f_H$, blijkt uit het vergelijken van (10) en (12) (bovenste teeken), dat de buitengewone component bij een kleinere electronendichtheid wordt gereflecteerd dan de gewone component. Dientengevolge wordt de gewone component later dan de buitengewone ontvangen. Tevens ligt dan de critische frequentie voor de buitengewone component hooger dan die voor de gewone; indien men dus de frequentie van het uitgezonden signaal tusschen deze beide critische frequenties in kiest, dan wordt de buitengewone component nog gereflecteerd, de gewone niet meer.

De proeven, die door de Carnegie Institution in Huancayo, Peru (op de magnetische aequator gelegen), zijn genomen, bevestigen volledig bovenstaande beschouwingen. Hieruit volgt in het bijzonder, dat de werkzame geladen deeltjes van de ionosfeer inderdaad electronen zijn; zou de reflectie door zwaardere deeltjes worden veroorzaakt, dan zou men geen meetbaar verschil kunnen verwachten tusschen de reflectie van de gewone en van de buitengewone component.

Op hoogere magnetische breedten uitgevoerde proeven geven een eenigszins gecompliceerder resultaat: in dat geval zijn de gereflecteerde golven in tegengestelde richtingen elliptisch gepolariseerd en wel is aan de magnetische Noordpool de gewone component links circulair en de buitengewone component rechts circulair, terwijl de polarisatierichtingen van de beide componenten aan de magnetische Zuidpool juist omgekeerd zijn. De waarneming van de tegengestelde polarisatierichtingen op het Noordelijk en Zuidelijk halfrond geven een fraaie bevestiging van deze beschouwingen.

De beteekenis van het onderzoek der ionosfeer voor de zonnephysica

In het voorgaande is er reeds op gewezen, dat het onderzoek der ionosfeer ten nauwste is verbonden met de zonnephysica, de meteorologie en de geophysica. Op een relatie met de zonnephysica zal hier kort worden ingegaan.

Een gedeelte der ionen in de ionosfeer is ontstaan door de ionisatie van stikstofmoleculen. Deze kan alleen worden bewerkstelligd door straling van een golflengte kleiner dan 661 Å. Kent men de temperatuur aan het oppervlak van de zon, dan kan men berekenen, hoe groot de intensiteit van de werkzame ultraviolette straling is, wanneer de zon als een temperatuurstraler wordt opgevat. Uit de intensiteitsverdeeling in het zichtbare gebied volgt voor de zonnetemperatuur een waarde van ten hoogste 6500 °C, en hieruit leidde Saha af, dat de zon in het golflengtegebied $\lambda < 661$ Å naar de aarde 10^4 lichtquanta per cm² per sec zou toe-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

voeren. Daar ieder quantum bij absorptie door een stikstofmolecuul één electron vrij maakt, komen er in een verticale zuil met een grondvlak van 1 cm² per seconde 10^4 electronen vrij. Volgens Appleton en Chapman is echter voor het in stand houden der ionisatie het vrijkomen van 10^9 à 10^{10} electronen per cm² per seconde noodig. Dit resultaat wijst er op, dat de intensiteit van de ver in het ultraviolette gebied uitgezonden zonnestraling ongeveer 10^6 keer grooter is dan die van een gloeiend zwart lichaam met de temperatuur van de zon. Het is zeer waarschijnlijk, dat deze extra ultraviolette zonnestraling afkomstig is van de op de zon aanwezige waterstof en helium.

Uit hetgeen hier werd besproken, moge blijken, welke vorderingen het radio-onderzoek der ionosfeer heeft gemaakt. Het inzicht in de physische verschijnselen, die zich in de ionosfeer afspelen, is zeer verdiept en hiervan heeft niet alleen de radiotechniek geprofiteerd; ook voor de geophysica, meteorologie en astrophysica verschaft het ionosfeeronderzoek thans belangrijke gegevens.

LITERATUUR.

Van de talrijke artikelen over de ionosfeer noemen wij:

H. R. Mimno, The physics of the Ionosphere, Rev. Mod. Phys. **9**, 1, 1937;

W. Grotrian, Sonne und Ionosphäre, Naturwiss. **27**, 555 en 569, 1939;

J. H. Dellinger, The rôle of the Ionosphere in radio wave propagation. Electr. Eng. Transactions Suppl. 803, 1939;

K. K. Darrow, Analysis of the Ionosphere, Bell Syst. techn. J. **19**, 455, 1940.

Zie ook:

L. Harang, Das Polarlicht und die Probleme der höchsten Atmosphärenschichten, Leipzig 1940;

C. J. Bakker, M. Minnaert, A. Pannekoek, J. Veldkamp, De ver-ultraviolette en de corpusculaire stralingen der zon, Ned. T. Natuurk. **9**, 209, 1942.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

EEN EXPERIMENTEELE ZENDAPPARATUUR VOOR TELEFONIE OP ULTRA KORTE GOLF MET FREQUENTIEMODULATIE

door A. van WEEL. 621.396.5:621.396.615.14

Voor een experimenteele ultra korte golf telefonieverbinding tusschen de Philipsfabrieken te Eindhoven en die te Tilburg, op een golflengte van 90.5 cm voor de ééne en 99 cm voor de andere richting, is een apparatuur ontwikkeld, die werkt met frequentiemodulatie. De modulatie met frequenties van 12 tot 204 kper/sec. voor het overbrengen van 48 gesprekken tegelijk, vindt plaats op een draaggolf met een frequentie gelijk aan 1/9 van de gewenschte zenderfrequentie, bij een maximale frequentiezwaai van 67 kper/sec. Door freqrentievermenigvuldiging wordt hieruit een signaal met de gewenschte zenderfrequentie en met 9 maal zoo groote frequentiezwaai verkregen. Het voordeel van deze methode, de nadere keuze der frequenties en de indeeling van de zendertrappen worden in het artikel behandeld. De constructieve uitvoering van de zender wordt in het kort beschreven, waarbij in het bijzonder valt te wijzen op de verdeeling van de schakeling over twee afzonderlijke paneelen en op de vereenvoudiging van de schakeling, die beiden mogelijk werden gemaakt door een nieuwe, in dit artikel nader toegelichte methode van koppeling tusschen opeenvolgende trappen.

Sinds een reeks van jaren bestaat een experimenteele radio-telefonieverbinding tusschen de Philipsfabrieken te Eindhoven en die te Tilburg [1]), die in de laatste tijd ingericht is voor een golflengte van 90,5 cm voor de ééne en 99 cm voor de andere richting. De verbinding is aldus opgezet, dat de radio-installatie als een geheel automatisch werkende schakel in het telefoonnet kan fungeeren. Noch degeen die telefoneert, noch het personeel van de telefooncentrale waarover de verbinding loopt, behoeven er iets van te merken, dat de gesprekken draadloos in plaats van over een kabel worden overgebracht.

Sedert de opstelling van de eertijds beschreven installatie hebben zich zoowel op het gebied der telefonie als in de zendtechniek op korte golven belangrijke ontwikkelingen afgeteekend. In de telefonie is er een toenemende neiging om éénzelfde aderpaar van een kabel te benutten voor het overbrengen van een groot aantal gesprekken tegelijk, door middel van een draaggolftelefoniesysteem [2]). De frequentieband van ca 3000 per/sec breedte, die voor het overbrengen van een gesprek noodig is, wordt hierbij voor elk gesprek op een eigen „draaggolf" gemoduleerd, waarbij de draaggolven voor de verschillende gesprekken („kanalen") 4000 per/sec uit elkaar liggen (men gebruikt maar één zijband), bijv. bij . . . 32 kper/sec, 36 kper/sec, 40 kper/sec, . . . Het was gewenscht om ook de genoemde radiotelefonieverbinding voor een dergelijk draaggolftelefoniesysteem in te richten, en wel voor 48 kanalen, in verband met een beschikbare draaggolftelefonie-apparatuur. De 48 kanalen, die een totaal frequentiegebied van 12 tot 204 kper/sec beslaan, moeten dan in hun geheel op de radiogolf worden gemoduleerd, die in dit geval als „aderpaar" in de verbinding dienst doet. De zender en ontvanger moesten dus voor dit groote gebied van modulatiefrequenties (tot 200 kper/sec) geschikt worden gemaakt.

Op het gebied der ultra korte golven (<10 m) bracht het tijdvak, dat we hier op het oog hebben, als belangrijke ontwikkeling het geleidelijk verdringen van de oude methode der amplitudemodulatie door frequentiemodulatie. De voordeelen van deze methode gaven aanleiding om ook de onderhavige verbinding hiervoor om te bouwen.

Een en ander bracht mede, dat de zender en ontvanger van deze experimenteele verbinding, zoowel wat de schakeling als wat de constructieve uitvoering betreft, aan een algeheele reconstructie werden onderworpen, waarbij van de oude installatie alleen de Yagi-richtantennes voor zender en ontvanger [1]) konden worden gehandhaafd.

In dit artikel zal de zender in zijn tegenwoordige vorm worden beschreven, terwijl in een volgend artikel de ontvanger zal worden behandeld.

De modulatiemethode

De voordeelen van frequentiemodulatie boven amplitudemodulatie zijn tweeërlei: 1) Bij amplitudemodulatie van ultra korte golven treedt haast onvermijdelijk ook een ongewenschte frequentiemodulatie op; de moeilijkheden, die door een dergelijke gemengde modulatie ontstaan, vermijdt men door zuivere frequentiemodulatie toe te passen. 2) Frequentiemodulatie geeft, vergeleken met ampli-

[1]) C. G. von Lindern en G. de Vries, Een telefoonverbinding o.m. ultra korte golven tusschen Eindhoven en Tilburg, Philips techn. T. 2, 173, 1937.

[2]) Zie bijv. de in dit tijdschrift verschenen artikelen over draaggolftelefonie: Philips techn. T. 4, 21, 1939; 6, 329, 1941; 7, 83, 104, 184, 1942.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

tudemodulatie, een aanmerkelijke verbetering in de verhouding tusschen de sterkte van het signaal en van het ruischen [3]).

Om van het tweede voordeel ten volle gebruik te maken, dwz. om het laagst mogelijke niveau van het ruischen te verkrijgen, is het noodzakelijk om de maximale frequentiezwaai, d.i. de grootste voorkomende afwijking van de gemiddelde frequentie, ongeveer tien keer zoo groot te maken als de hoogste over te brengen modulatiefrequentie. Deze is in ons geval zelf reeds niet minder dan 0,2 Megaperioden/sec, zoodat de maximale frequentiezwaai 2 Mper/sec zou moeten bedragen. Aangezien voor het onvervormd overbrengen van een frequentiegemoduleerde trilling, aan weerskanten van de draaggolffrequentie een zijband van op zijn minst $1^1/_2$ maal de frequentiezwaai moet worden doorgegeven, zouden de zender en ontvanger voor een frequentieband met een totale breedte van 6 Mper/sec geschikt moeten worden gemaakt. In verband met de moeilijkheden, die het verkrijgen van een dusdanig groote bandbreedte zou hebben veroorzaakt, hebben wij ons beperkt tot een frequentiezwaai van het uitgezonden signaal, gelijk aan ca 3 maal de hoogste modulatiefrequentie. Hierbij komt men tot de practisch nog goed te verwezenlijken bandbreedte van 2 Mper/sec, terwijl de verhouding tusschen de sterkte van signaal en ruischen toch nog 14 db grooter is dan zij bij amplitudemodulatie zou zijn.

Het is bij frequentiegemoduleerde zenders gebruikelijk om het eigenlijke modulatieproces toe te passen op een oscillatorschakeling die met een lage frequentie oscilleert. Door frequentievermenigvuldiging, waarbij de gemiddelde oscillatorfrequentie en de frequentiezwaai in gelijke verhouding worden vergroot, verkrijgt men dan de gewenschte zendfrequentie. Deze, ook in ons geval toegepaste, methode heeft het voordeel, dat men gemakkelijker de vereischte evenredigheid tusschen frequentiezwaai en sterkte van het moduleerend signaal kan verkrijgen. Dit is als volgt in te zien.

Het moduleeren geschiedt door verstemmen van de oscillatorkring met behulp van een zg. reactantiebuis [3]). Dit is een normale meerroosterbuis, tusschen welker kathode en anode de te verstemmen kring wordt aangesloten, terwijl een gedeelte van de kringspanning met 90° faseverschuiving op één der roosters wordt gebracht. De anodewisselstroom is dan 90° in fase verschoven ten opzichte van de anodewisselspanning, met andere woorden de buis gedraagt zich als een reactantie (capacitief of inductief, naar gelang de roosterwisselspanning +90° dan wel —90° in fase is verschoven). Om de gedachten te bepalen, onderstellen wij, dat de buis werkt als een capaciteit, C_1. De reactantie $1/\omega C_1$ is gelijk aan de verhouding der amplituden van anodewisselspanning en anodewisselstroom, terwijl de frequentie ω, waarmee de aangesloten kring oscilleert, door C_1 tezamen met de overige kringcapaciteit C_0 wordt bepaald. C_1 wordt nu gevarieerd, door de moduleerende signaalspanning op een tweede rooster van de buis te zetten, waardoor de steilheid en daarmee de amplitude van de anodewisselstroom in het rhythme dezer spanning verandert. De verkregen verstemming $\Delta\omega$ van de kring, ten opzichte van de frequentie ω_0 voor $C_1 = 0$, wordt gegeven door:

$$\Delta\omega = \frac{\omega_0 C_1}{2C_0}.$$

Wij beschouwen nu de invloed van de te kiezen oscillatorfrequentie ω_0. Met het oog op de lineariteit van de modulatie is altijd slechts een bepaalde steilheidsverandering van de reactantiebuis toelaatbaar, nl. zoo, dat men blijft op dat stuk van de buiskarakteristiek, waar de steilheid met voldoende benadering evenredig is met de roosterspanning. Met de toelaatbare maximale steilheid, die alleen van de eigenschappen van de buis, niet van de oscillatorfrequentie ω_0 afhangt, correspondeert een bepaalde maximale anodewisselstroom, dus — omdat de anodewisselspanning gegeven is — een bepaalde, eveneens van ω_0 onafhankelijke, maximale waarde van de reactantie $1/\omega_0 C_1$. (De grootste capaciteitswaarde C_1, die de buis bij het moduleeren mag voorstellen, is dus omgekeerd evenredig met ω_0.) De maximaal te verkrijgen verstemming $\Delta\omega$, die volgens de formule evenredig is met de grootste waarde van $\omega_0 C_1$, is derhalve onafhankelijk van de frequentie ω_0, want ook C_0 kan als constante worden beschouwd. Immers, om de verstemming door de reactantiebuis zoo groot mogelijk te maken, zal men C_0 zoo klein mogelijk houden, dus beperken tot de onvermijdelijke capaciteiten van buis en bedrading; de keuze van ω_0 wordt dan met de zelfinductie van de kring bewerkstelligd.

Aangezien men dus bij lage oscillatorfrequentie dezelfde absolute frequentiezwaai kan verkrijgen als bij hooge, zal het, als men op de beschreven wijze uitgaat van een lage oscillatorfrequentie en dienovereenkomstig kleine frequentiezwaai, inderdaad gemakkelijker zijn om de noodige lineariteit van de modulatie te waarborgen.

[3]) Voor wie zich nader over frequentiemodulatie wenscht te orienteeren, verwijzen wij naar de artikelen van Th. J. Weyers in de voorafgaande afleveringen van dit tijdschrift: Philips techn. T. 8, 42 en 89, 1946.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Op de nadere keuze van de oscillatorfrequentie komen wij hieronder terug.

De schakeling

De schakeling is in balans uitgevoerd, waarvoor verschillende redenen zijn aan te wijzen: Variaties van de voedingsspanning worden hierbij in veel mindere mate als ongewenschte modulatie merkbaar, daar zij in gelijke fase in plaats van tegenfase op de beide modulatorhelften inwerken; voorts vermijdt men de sterke hoogfrequente stroomen, die bij niet gebalanceerde schakelingen in de aardleidingen en derhalve (aangezien men niet alle te aarden punten op eenzelfde punt van het chassis kan aansluiten) ook door het chassis vloeien, daarbij allerlei ongewenschte koppelingen enz. veroorzakende; tenslotte worden door toepassing van balansversterkerbuizen eenige bij zeer hooge frequenties optredende moeilijkheden verminderd, o.a. omdat de invloed van de zelfinductie van de kathodetoevoerleiding zeer veel kleiner is [4]).

In *fig. 1* is een blokschema van de schakeling van de zender weergegeven. Wij beschouwen eerst alleen het met dikke lijnen geteekende gedeelte.

Het laagfrequente signaal, dat van de telefooncentrale komt — de term „laagfrequent" heeft hier maar relatieve beteekenis, de frequenties van dit signaal gaan immers tot ca 200 kper/sec —, dit signaal dus wordt toegevoerd aan twee reactantiebuizen, die de frequentie van de balansoscillator beïnvloeden. Het uit de oscillator verkregen signaal, d.i. de frequentiegemoduleerde oscillatorspanning, wordt aan een balans-buis toegevoerd, die als frequentieverdrievoudiger is geschakeld. Daarna wordt het signaal versterkt en vervolgens nogmaals aan een frequentieverdrievoudiger toegevoerd. Hier bereikt het signaal de uiteindelijke frequentie. Het wordt dan nog in twee eindtrappen versterkt en daarop naar de antenne gevoerd.

De keuze van de oscillatorfrequentie

Dat de frequentievermenigvuldiging in stappen van telkens een factor 3 geschiedt, is gemotiveerd door het karakter van de schakeling: bij balansschakelingen kan de uitgangsspanning in principe alleen de oneven harmonischen van de frequentie

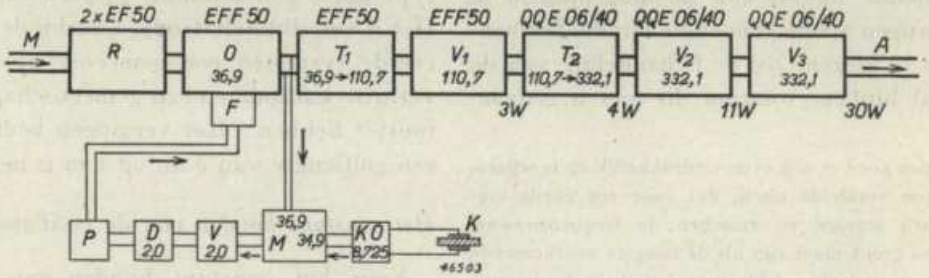

Fig. 1. Blokschema van de zender. Bij *M* wordt de moduleerende laagfrequente spanning toegevoerd. *R* reactantiebuizen, *O* oscillator, T_1, T_2 frequentieverdrievoudigingstrappen, V_1-V_3 versterkertrappen. Bij *A* wordt de frequentiegemoduleerde uitgangsspanning naar de antenne gevoerd. De getallen in de blokjes geven de frequenties, waarop de trappen werken, in Mper/sec aan; boven elk blokje is het voor die trap gebruikte buistype vermeld. Het dun geteekende gedeelte van het schema dient voor het constant houden van de gemiddelde oscillatorfrequentie, het wordt verderop toegelicht (zie fig. 3).

der toegevoerde roosterwisselspanning bevatten, men kan dus door uitzeven van de desbetreffende harmonische een frequentievermenigvuldiging met een factor 3 of 5 of 7 enz. verkrijgen. Terwille van een goed rendement is de laagste factor gekozen.

Aangezien de zendfrequentie, als we ons even tot de ééne spreekrichting bepalen, was vastgesteld op 332,1 Mper/sec (90,5 cm golflengte), stond voor de keuze van de oscillatorfrequentie ter beschikking 332,1 - 110,7 - 36,9 - 12,3 - 4,1 Mper/sec, enz. Wij hebben hierboven uiteengezet, dat men de oscillatorfrequentie zoo laag mogelijk moet kiezen. Uit de frequentiegetallen, die in fig. 1 bij de diverse trappen zijn vermeld, ziet men, dat de keuze gevallen is op 36,9 Mper/sec. Dit lijkt nog relatief hoog. Maar er moet rekening worden gehouden met het feit, dat vlakbij de zender de ontvanger voor dezelfde verbinding is opgesteld. Deze werkt volgens het superheterodyne-principe, met een middenfrequentie van 18 Mper/sec. Teneinde storingen in de ontvangst te voorkomen, is het noodzakelijk, dat noch de oscillatorfrequentie van de zender, noch eenige harmonische hiervan in de middenfrequentieband van de ontvanger valt, welke band zich volgens de bovenvermelde getallen moet uitstrekken van

[4]) M. J. O. Strutt en A. van der Ziel, Een nieuwe balansversterkerbuis voor decimetergolven, Philips techn T. 5, 171, 1940.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

17 tot 19 Mper/sec. Bij een oscillatorfrequentie van 12,3 of 4,1 Mper/sec zou weliswaar aan deze voorwaarde ook voldaan zijn, doch bij de ontwikkeling van de onderhavige zendapparatuur stond de gedachte voorop, dat een met dezelfde trappen opgebouwde schakeling later eventueel ook moest kunnen worden gebruikt voor verbindingen op andere golflengten tusschen ca 1,50 en 0,90 m, alleen met de noodige geringe wijziging van de oscillatorfrequentie. Om het gevaar van storingen van de ontvanger eens en voor al te ontgaan, werd daarom besloten de oscillatorfrequentie boven de middenfrequentieband van de ontvanger te leggen. Natuurlijk diende hierbij ook de mogelijkheid te worden overwogen om de genoemde middenfrequentie zelf lager te kiezen. Bij de behandeling van de ontvanger zal blijken, waarom dit niet is gedaan.

Het is misschien goed er nog even uitdrukkelijk op te wijzen, dat de hierboven vermelde eisch, dat voor een goede verhouding tusschen signaal en ruischen de frequentiezwaai eenige malen zoo groot moet zijn als de hoogste voorkomende modulatiefrequentie, slechts geldt voor het door de antenne uitgezonden signaal. In de oscillatortrap bedraagt in ons geval, dank zij de frequentievermenigvuldiging, de maximale frequentiezwaai slechts 1/9 van de uiteindelijke waarde, d.i. derhalve $1/9 \cdot 3 \cdot 200 = 67$ kper/sec. Wordt aan de oscillator een moduleerend signaal met de frequentie 200 kper/sec en met de grootste toelaatbare amplitude toegevoerd, dan levert dus de oscillator een trilling, waarvan de frequentie 200 000 maal per seconde tusschen 36,833 en 36,967 Mper/sec schommelt. Bij de hierop toegepaste frequentievermenigvuldiging blijft het rhytme van het heen en weer schommelen (de modulatiefrequentie) natuurlijk onaangetast: de volgende trap levert een trilling, waarvan de frequentie 200 000 maal per seconde tusschen 110,5 en 110,9 Mper/sec heen en weer gaat, enz.

De gebruikte buizen

Boven de blokjes in het schema van fig. 1 zijn de gebruikte buizen aangegeven. Behalve de buizen in de drie laatste trappen zijn dit allen normale ontvangbuizen, die slechts een kleine energiedissipatie hebben, waardoor een compacte opbouw mogelijk is. De laatste trappen moeten natuurlijk zendbuizen bevatten, om het voor het zenden vereischte vermogen te kunnen leveren.

Toch is de energieversterking in de twee laatste trappen slechts gering, zooals men uit de in fig. 1 bijgeplaatste wattage-getallen kan opmaken. Dit is het gevolg van de hooge frequentie, waarop deze versterkertrappen moeten werken. De vraag ligt voor de hand, waarom dan het éénmaal versterkte signaal van 110,7 Mper/sec niet eerst verder versterkt wordt tot het gewenschte eindniveau, om dan pas in de laatste trap aan de noodige frequentieverdrievoudiging te worden onderworpen. Dit is echter niet mogelijk, omdat dan zeer groote wisselspanningen (van de orde van 500 volt) op het rooster van de laatste buis zouden moeten worden gebracht. Om als frequentievermenigvuldiger te functionneeren, moet de buis nl. in klasse C, dus met zeer groote negatieve roostervóórspanning werken. In de practijk is gebleken, dat de genoemde hooge spanningen bij de zeer kleine afstand tusschen rooster en kathode van deze korte golf buizen tot storingen aanleiding geven: er kan overslag optreden of de isolatie tusschen rooster en kathode kan worden aangetast (speciaal bij zeer hooge frequenties).

In *fig. 2* zijn twee röntgenfoto's van het gebruikte type korte golf zendbuis (QQE 06/40) weergegeven. Het is een dubbeltetrode, waarbij de beide gebalanceerde systemen een gemeenschappelijke, indirect verhitte kathode en een gemeenschappelijk schermrooster hebben. Het vermogen bedraagt 40 W tot een golflengte van 3 m; op 1 m is het nog ca 30 W.

Het constant houden van de oscillatorfrequentie

Voor het constant houden van de gemiddelde oscillatorfrequentie dient het in dunne lijnen aangegeven gedeelte van het schema in fig. 1, dat in *fig. 3* nog eens afzonderlijk is weergegeven.

De gebruikelijke methode, om de oscillatortrilling rechtstreeks met de eigen trilling van een kwartskristal of een harmonische daarvan te synchroniseeren, kon in ons geval niet worden toegepast, daar de oscillatortrilling immers al bij het ontstaan

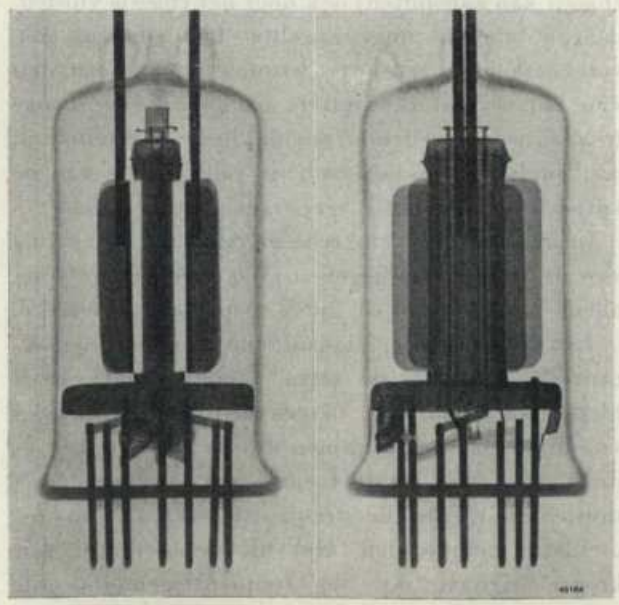

Fig. 2. Röntgenfoto's, in twee onderling ongeveer loodrechte richtingen genomen, van de in de drie laatste zendertrappen gebruikte ultra korte golf balans-zendbuis, type QQE 06/40. De kathodeleiding is hierbij extreem kort gemaakt, doordat de twee electrodensystemen een gemeenschappelijke, indirect verhitte kathode hebben.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

frequentiegemoduleerd wordt en er dus bij het constant houden van de oscillatorfrequentie speling moet blijven voor de frequentiezwaai. Er is daarom als volgt te werk gegaan.

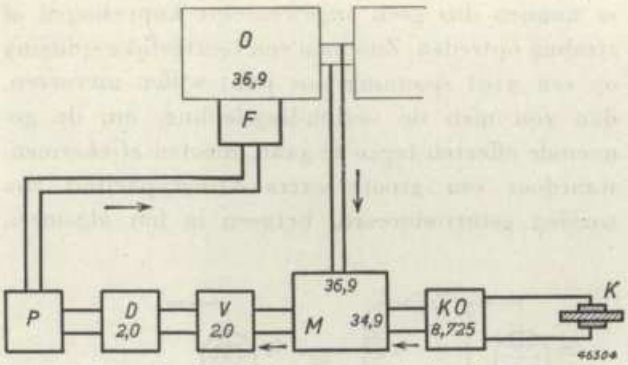

Fig. 3. Blokschema van de schakeling voor het constant houden van de gemiddelde oscillatorfrequentie. *K* kwartskristal dat de frequentie 8,725 Mper/sec van de kristaloscillator *KO* constant houdt, *M* mengtrap waarin de vierde harmonische van deze frequentie (34,9 Mper/sec) gemengd wordt met de frequentie $f_0 \approx 36{,}9$ Mper/sec van de zenderoscillator *O*, *V* versterker, *D* discriminator, *P* penthode, *F* spoel met ferromagnetische kern, magnetisch gekoppeld met de kringzelfinductie van de oscillator *O*. De getallen in de blokjes geven weer de frequenties in Mper/sec aan.

Een klein deel van de uitgangsspanning van de oscillatortrap, waarvan de gemiddelde frequentie f_0 nominaal 36,9 Mper/sec moet bedragen, wordt afgetapt en in een mengbuis gemengd met een wisselspanning met de zeer constante frequentie van 34,9 Mper/sec, afkomstig van een trillend kristal. De uitgangsspanning van deze mengtrap heeft een gemiddelde frequentie $f_1 = f_0 - 34{,}9$ Mper/sec. Is f_0 precies 36,9 Mper/sec, dan is $f_1 =$ 2 Mper/sec; wijkt f_0 iets af ten opzichte van 36,9 Mper/sec, dan vertoont f_1 dezelfde absolute afwijking ten opzichte van 2 Mper/sec. Verder is de „middenfrequentie" f_1 natuurlijk nog, op dezelfde wijze als de toegevoerde hooge frequentie f_0, frequentiegemoduleerd met de telefoniefrequenties. Deze uitgangsspanning van de mengtrap wordt nu versterkt en vervolgens toegevoerd aan een discriminatorschakeling. Deze levert een gelijkspanning, evenredig met het verschil tusschen de gemiddelde frequentie f_1 van de toegevoerde spanning en de vaste frequentie $f_d = 2$ Mper/sec, waarop de discriminator is ingesteld. Op de gelijkspanning is een wisselspanning gesuperponeerd, nl. weer de oorspronkelijke modulatiespanning, welke echter door een laag doorlatend filter wordt onderdrukt. De gelijkspanning wordt nu op het rooster van een penthode gebracht. De anodestroom van deze buis, die dus evenredig is met de absolute afwijking van de gemiddelde oscillatorfrequentie ten opzichte van de voorgeschreven waarde van 36,9 Mper/sec, doorloopt een spoel, gewikkeld op een kern van ferromagnetisch materiaal [5]), welke kern magnetisch gekoppeld is met de zelfinductiespoel van de oscillatorkring. Doordat de anodestroom de vóórmagnetisatie en daarmee de permeabiliteit van de spoelkern verandert, beïnvloedt hij de zelfinductie van de oscillatorspoel, en wel in die zin, dat de verandering van de gemiddelde oscillatorfrequentie waarmee de anodestroom evenredig is, wordt tegengegaan. Op deze wijze bleek het mogelijk het verloopen van deze frequentie met een factor 30 te verminderen.

De „vaste" frequentie f_d, waarop de discriminator is ingesteld, is natuurlijk in werkelijkheid ook niet vast, maar aan eenige variatie onderhevig door het verloopen van de elementen van de discriminatorschakeling met de temperatuur enz. Dat dit geen beletsel vormt voor de regelende werking van het geheel, is te danken aan het feit, dat de discriminator blijkens het bovenstaande reageert op de absolute veranderingen van de oscillatorfrequentie. Zelfs al zou de discriminatorfrequentie f_d procentueel even sterk verloopen, als de oscillatorfrequentie f_0 zonder regeling doet, dan zijn de absolute verschuivingen van deze laatste toch nog $36{,}9/2 \approx 18$ maal zoo groot als die van f_d.

De koppeling tusschen de opeenvolgende buizen

Voor het met elkaar koppelen van de verschillende verdrievoudiger- en versterkertrappen is een nieuwe methode toegepast, welke enkele belangrijke voordeelen biedt. Om de bijzonderheden van deze koppeling duidelijk te maken, beschouwen we *fig. 4a* en *b*, waarin een koppeling volgens de gebruikelijke en volgens de nieuwe methode naast elkaar zijn geteekend. Eenvoudigheidshalve zijn gewone (niet gebalanceerde) trappen ondersteld en zijn alle elementen weggelaten, die alleen van belang zijn voor de gelijkspanningssituatie. Bij de normale koppeling zijn de anode van de eerste en het rooster van de tweede buis rechtstreeks met elkaar verbonden, terwijl tusschen dit punt en aarde een afgestemde parallelkring is geschakeld (de inwendige zelfinducties L_a en L_g der buizen, die gestippeld in de figuren 4*a* en *b* zijn aangegeven, kunnen vooreerst buiten beschouwing worden gelaten). Bij de nieuwe koppeling daarentegen wordt de afgestemde kring gevormd door de zelfinductie L en de serieschakeling van de inwendige buiscapaciteiten C_a en C_g. In *fig. 5a* en *b* is de situatie

[5]) Het is noodzakelijk, hierbij een ferromagnetisch materiaal toe te passen waarvan de verliezen ook bij hooge frequenties nog voldoende klein zijn. Deze eigenschap bezitten bijv. bepaalde ferrieten.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

voor beide gevallen nog beknopter geschetst. Wij bekijken eerst fig. 5*b*. De hoogfrequente spanning tusschen de punten A en B is in hoofdzaak bepaald door het trillen van de kring, de potentiaal van deze beide punten schommelt echter in tegenfase ten opzichte van aarde, tengevolge van het houden op aardpotentiaal van het punt O halverwege de kringcapaciteit. Hieruit volgt, dat er ook halverwege de kringzelfinductie een punt (P) moet bestaan, dat bij de trilling op aardpotentiaal blijft, dus geen hoogfrequente spanning heeft [6]). De plaats van P op de zelfinductie L wordt bepaald op een dergelijk punt tusschen twee buizen in tweeën te splitsen en de twee gedeelten bijv. in afzonderlijke paneelen te monteeren. De verbindingsleiding tusschen beide paneelen voert dan geen hoogfrequente spanning (wèl hoogfrequente stroom), er kunnen dus geen ongewenschte koppelingen of straling optreden. Zou men een soortgelijke splitsing op een niet spanningsloos punt willen uitvoeren, dan zou men de verbindingsleiding, om de genoemde effecten tegen te gaan, moeten afschermen, waardoor een groote extra kringcapaciteit zou worden geïntroduceerd, hetgeen in het algemeen

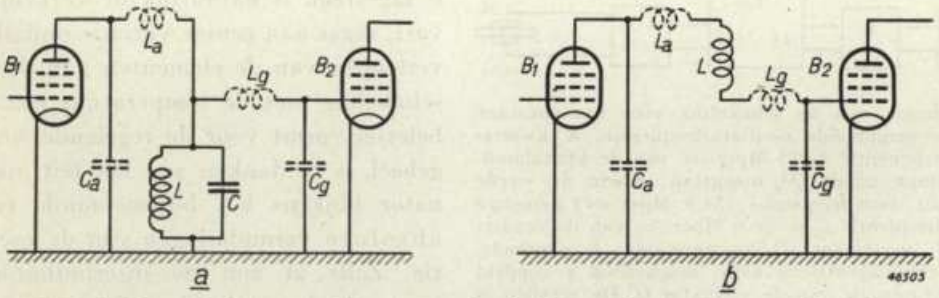

Fig. 4. *a*) Schematische voorstelling van de gebruikelijke manier om twee versterkerbuizen B_1 en B_2 te koppelen; L-C afgestemde parallelkring. *b*) Nieuwe methode van koppelen. C_a, C_g en L_a, L_g zijn de bij de koppeling in het geding komende inwendige capaciteiten en zelfinducties der buizen. De elementen, noodig voor het bepalen van de gelijkspanningssituatie, zijn niet geteekend.

door de verhouding van de capaciteiten C_a en C_g. Beziet men daarentegen fig. 5*a*, dan is het evident, dat in de oude koppelschakeling geen dergelijk spanningsloos punt valt aan te wijzen. Ook als men de zelfinducties L_a en L_g nog in aanmerking neemt, verandert niets aan dit feit.

Het optreden van het spanningslooze punt bij de nieuwe wijze van koppelen opent nu de mogelijkheid om bij de constructieve uitvoering de zender

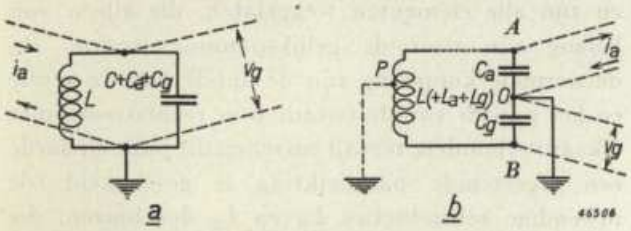

Fig. 5. *a*) Nog verdere schematiseering van de gebruikelijke koppelkring. De anodestroom i_a van de eerste buis en de roosterspanning v_g voor de tweede buis worden toegevoerd aan resp. afgenomen van eenzelfde klemmenpaar.
b) Hetzelfde voor de nieuwe manier van koppelen. Hier wordt i_a toegevoerd aan de „klemmen" van C_a, terwijl v_g wordt afgenomen van de „klemmen" van C_g. Daar het punt O halverwege de kringcapaciteit op aardpotentiaal blijft, bestaat er ook een punt P op de zelfinductie met dezelfde eigenschap.

[6]) Geheel streng geldt dit niet. Neemt men de verliezen van de kringelementen in aanmerking, dan blijkt, dat er een zekere spanning overblijft. Deze is echter klein vergeleken met de kringspanning.

een verlies aan versterking tengevolge heeft. Om deze reden is bij de oude manier van koppelen een splitsen van de schakeling zeer bezwaarlijk.

Een ander voordeel van de nieuwe methode van koppelen is vooral van belang bij zeer hooge frequenties. Daar hierbij de capaciteit en/of zelfinductie van de koppelkring zeer klein moet worden, gaan de hierin deel hebbende onvermijdelijke capaciteiten en zelfinducties van de buizen een belangrijke rol spelen. Fig. 4*a* kan dan wegens de niet meer verwaarloosbare aanwezigheid van L_a en L_g niet tot de eenvoudige situatie van fig. 5*a* worden herleid. De normale schakeling is nu principieel gecompliceerder dan een eenvoudige L-C kring, en het blijkt in de practijk moeilijk, er voldoende versterking mee te verkrijgen. Dit is te begrijpen, als men zich realiseert, dat bij zeer hooge frequenties L_g al ongeveer in resonantie kan zijn met C_g. De afgestemde parallelkring L-C, welks taak het is om een hooge impedantie voor de kringfrequentie te leveren, wordt dan als het ware kortgesloten door de lage impedantie van de seriekring L_g-C_g. Er zijn wel maatregelen bekend om deze moeilijkheden te overkomen, maar zij hebben allen tot gevolg, dat de schakeling nog ingewikkelder, omvangrijker en moeilijker te hanteeren wordt. Stellen wij hiertegenover de nieuwe koppeling

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

volgens fig. 4*b*: de aanwezigheid van L_a en L_g verandert niets aan het principe van de schakeling, zij maakt alleen, dat de uitwendige zelfinductie L wat kleiner moet worden gekozen dan de gewenschte totale kringzelfinductie. Zelfs indien L_g, of eventueel maar een gedeelte van L_g, op zich zelf al in afstemming is met C_g, blijft alles in hoofdzaak onveranderd. Het beteekent nl. niets anders, dan dat het eerder genoemde spanningslooze punt dan juist op de buisklem respectievelijk ergens op de inwendige roostertoevoerleiding ligt. Men heeft dan niet meer de mogelijkheid om de schakeling op dit punt te splitsen, maar de werking van de versterkertrap wordt er in het geheel niet door aangetast. Lastig zou het pas worden, indien voor de uitwendige zelfinductie L een negatieve waarde noodig zou zijn. Maar aangezien gewoonlijk C_a veel kleiner is dan C_g, is de zelfinductie, benoodigd om C_a af te stemmen, d.i. dus de zelfinductie tusschen de anode en het spanningslooze punt, in het algemeen nog groot genoeg om behalve de zelfinductie L_a van de inwendige anodetoevoerleiding nog een positieve uitwendige zelfinductie te kunnen omvatten.

Fig. 6 laat zien, hoe de volledige schakeling van een balansversterkertrap wordt bij toepassing van de nieuwe koppeling. Eenige details zijn in het onderschrift toegelicht.

Constructieve uitvoering

Bij een zender, die als onderdeel van een draaggolftelefonieverbinding dienst moet doen, is het gewenscht om de uiterlijke vorm aan te passen bij die van de draaggolftelefonie-apparatuur. In het onderhavige geval moest de zender daartoe in een rek van bepaalde afmetingen worden ondergebracht, met de onderdeelen gemonteerd op laden (paneelen) van bepaalde breedte en diepte, die aan de vóór- en achterzijde van het rek kunnen worden ingeschoven. Toch kan de overeenkomst in uiterlijke vorm nooit volledig zijn. Bij de draaggolftelefonie-apparatuur wordt het beschikbare volume in elke lade vrijwel massief opgevuld met de onderdeelen van de verschillende filters, modulatoren, versterkers, enz. De onderdeelen van de zender echter moeten wegens de veel hoogere frequenties in het algemeen uitgespreid over een zeker oppervlak worden gemonteerd, teneinde door voldoende onderlinge afstand ongewenschte koppelingen te voorkomen. Men kan hier van oppervlaktemontage spreken, tegenover volumemontage bij de apparatuur voor draaggolftelefonie. Zoo komt men tot de constructie die in *fig. 7* is te zien. De onderdeelen zijn in elk

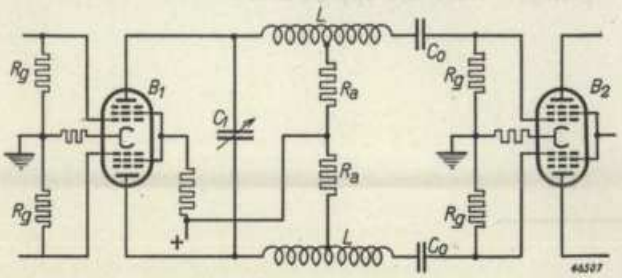

Fig. 6. Voorbeeld van een balansversterkertrap volgens de nieuwe methode van koppelen. Tusschen de anoden van de balansbuis B_1 en de stuurroosters van de buis B_2 zijn de twee zelfinducties L geschakeld. De capaciteiten C_0 hebben alleen de functie om de gelijkspanningsposities van anoden en roosters te scheiden. De kring wordt afgestemd met de variabele capaciteit C_1. Over de weerstanden R_a wordt de anodegelijkstroom toegevoerd. R_a mag daarom niet zeer groot worden gekozen; om desondanks geen ongewenschte demping van de kring te krijgen, worden deze weerstanden aangesloten in de spanningslooze punten. De roosterlekweerstanden R_g kunnen zonder bezwaar groot gekozen worden.

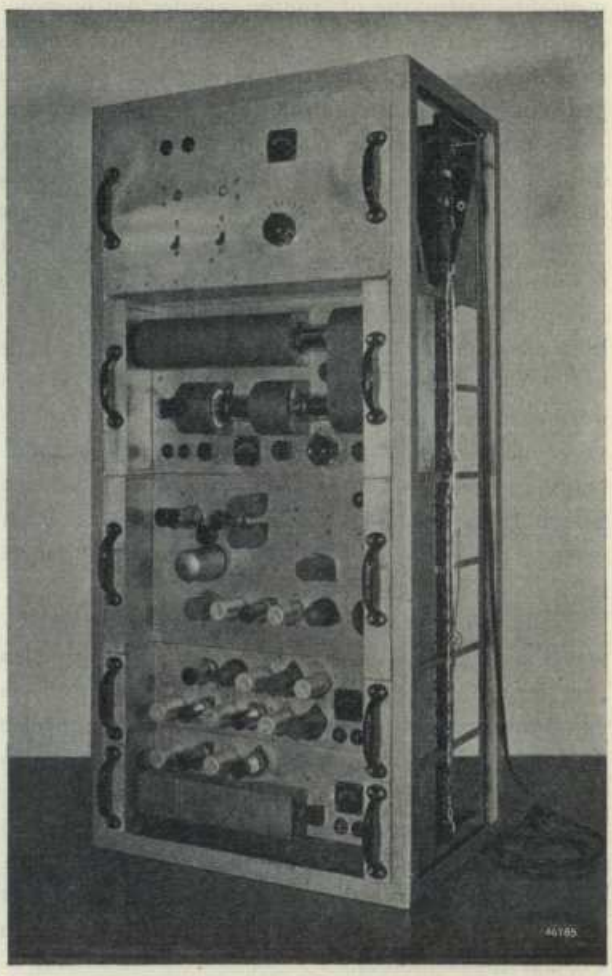

Fig. 7. De zender en ontvanger, gemonteerd in een rek. Van boven naar beneden ziet men: een paneel (van dubbele diepte) met het plaatspanningsapparaat, twee paneelen met de zender, twee paneelen met de ontvanger; alle paneelen uitgevoerd als in- en uitschuifbare laden. Men ziet op de frontplaat van het bovenste zenderpaneel de buizen van de drie laatste trappen, met daartusschen de door kappen afgeschermde koppelschakelingen. Op elk paneel zit een metertje, waarmee door omschakelen de kathodestroomen van alle buizen kunnen worden gecontroleerd. In de open ruimten aan de achterzijde van het rek kunnen geheel identieke laden met een zender en ontvanger worden ingeschoven, die als reserve dienen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

paneel naast elkaar op één vlak, een „frontplaat", gemonteerd. Deze ligt vrij ver binnen het rek, zoodat de verschillende buizen, spoelbussen, Lechersystemen enz., welke zich op de vóórzijde van de plaat bevinden, goed beschermd zijn tegen ongewenschte aanraking of stooten, zonder dat hiervoor een afsluitplaat vóór het rek behoefde te worden aangebracht, die de afgifte van de door de buizen gedissipeerde warmte aan de lucht zou belemmeren.

De bovenste lade van de installatie is eigenlijk dubbel, zij loopt nl. over de volle diepte van het rek om voldoende plaatsruimte te verkrijgen voor het hierin gemonteerde plaatspanningsapparaat. Dit is bovenaan ondergebracht, teneinde de vrij groote hierin ontwikkelde warmte geen last in het eigenlijke zendergedeelte te laten veroorzaken. Ook de zender bevat te veel onderdeelen om hem in één normale lade onder te brengen. Dank zij de beschreven methode van koppeling tusschen opeenvolgende trappen kon de zender zonder bezwaar worden gesplitst en in twee afzonderlijke, boven elkaar gelegen paneelen ondergebracht. Deze ziet men in fig. 7 onder het plaatspanningsapparaat.

Fig. 8 toont de zenderpaneelen van de achterkant, waarbij de gedeelten van de twee koppelspoelen (het is immers een balansschakeling, zie fig. 6) in elk paneel zijn te zien. Onder de zenderpaneelen is de bijbehoorende, eveneens over twee laden verdeelde ontvanger geplaatst. Aan de andere zijde van het rek kunnen geheel identieke laden met een volledige zender en ontvanger worden ingeschoven, die als reserve dienen en bij een storing met een enkele handgreep of geheel automatisch kunnen worden ingeschakeld.

Bij het inschuiven van een lade worden automatisch alle aansluitingen van de verschillende signaal- en voedingsspanningen bewerkstelligd, door middel van stekerpennen, die op het rek, en stekerbussen, die in de lade gemonteerd zijn. De toevoerdraden naar de stekerpennen zijn opzij uitgevoerd, hier wordt de „draadboom" voor de onderlinge verbinding der paneelen aangelegd. Een en ander is op fig. 7 en 8 te zien.

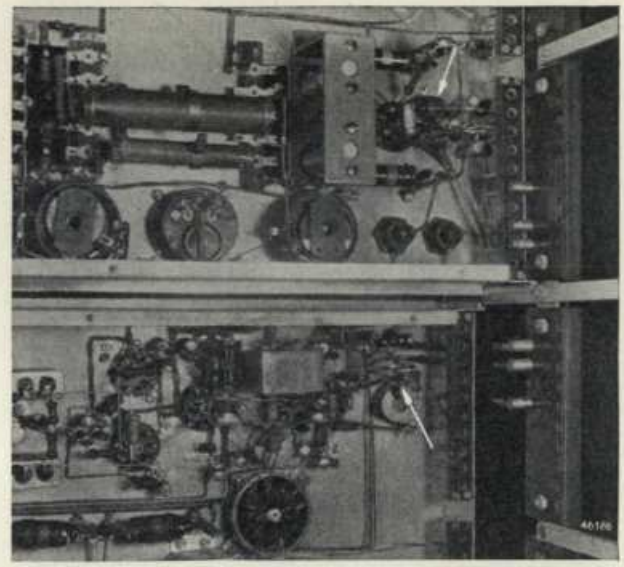

Fig. 8. Gedeelte van de twee zenderpaneelen, van de achterzijde gezien. De door pijltjes aangegeven twee spoeltjes in elk paneel geheel rechts zijn de deelen van de beide in tweeën gesplitste koppelspoelen. Bij de onderste, half uitgetrokken lade zijn de stekerpennen en bussen te zien.

Op ieder paneel is een meetinstrument gemonteerd. Door middel van een omschakelaar kan hiermee van iedere buis de kathodestroom worden gecontroleerd. Hierdoor is het mogelijk de oorzaak van eventueel optredende storingen snel te localiseeren, terwijl ook het naderen van het einde van de levensduur der buizen gemakkelijk geconstateerd kan worden. Dit is noodzakelijk, omdat aan de zendapparatuur dezelfde eischen wat betreft de betrouwbaarheid worden gesteld als aan de eigenlijke telefonie-apparatuur.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!